ORSAY
SERIE
N° d'ordre 462

THESE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

JOSEPH MAFTOUL

SUJET : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES INSTABILITES DE L'ARC ELECTRIQUE A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE

SOUTENUE LE 19 JANVIER 1981 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

PRÉSIDENT : M. FITAIRE

MM. BARRAULT
BLANC
FECHANT
HAUG

ORSAY
SERIE
N° d'ordre 462

THESE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

JOSEPH MAFTOUL

SUJET : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES INSTABILITES DE L'ARC ELECTRIQUE A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE

SOUTENUE LE 19 JANVIER 1981 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

PRÉSIDENT : M. FITAIRE

MM. BARRAULT
BLANC
FECHANT
HAUG

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

Pages

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1

CHAPITRE 2 GENERALITES SUR LES ARCS ELECTRIQUES 4

2.1 Description des arcs électriques
2.2 Colonne d'arc
2.3 Région anodique
2.4 Région cathodique
2.5 Mécanismes d'émission cathodique
2.6 Différents mécanismes de formation des sites émissifs

CHAPITRE 3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET SPECTRE DES ARCS STATIONNAIRE 25

3.1 Dispositif expérimental pour l'étude spectrale des arcs électriques
3.2 Géométrie des électrodes et support des électrodes
3.3 Spectre d'un arc électrique avec des électrodes en cuivre dans l'air

CHAPITRE 4 STATISTIQUE DES EXTINCTIONS DES ARCS ELECTRIQUES 36

4.1 Introduction
4.2 Dispositif expérimental
4.3 Calculs du taux d'extinction d'arc et de la durée moyenne de vie d'arc
4.4 Modèle du fonctionnement d'un site émissif

CHAPITRE 5 FLUCTUATIONS DE TENSION D'ARC 59

5.1 Dispositif expérimental
5.2 Origine des fluctuations de tension d'arc
5.3 Détermination du temps moyen de vie d'un site pour les arcs entre électrodes en argent
5.4 Erosion cathodique

CHAPITRE 6 ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES EXTINCTIONS ET DES REALLUMAGES 71

6.1 Introduction
6.2 Dispositif expérimental
6.3 Spectre dynamique de l'arc
6.4 Détermination expérimentale de la température dans l'arc
6.4.1 Rappel
6.4.2 Equilibre thermodynamique
6.4.3 Choix des raies du cuivre pour la détermination spectroscopique de la température d'arc
6.4.4 Température des trois régions de l'arc
6.5 Evolution temporelle de la température
6.6 Mesure du degré d'ionisation en régime stationnaire
6.7 Discussion à propos de l'équilibre thermodynamique
6.8 Mesure du degré d'ionisation en régime dynamique
6.9 Discussion des résultats
6.10 Phénomènes précurseurs de l'extinction de l'arc électrique

CHAPITRE 7 CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES 118

7.1 Résultats acquis dans le domaine de la physique des arcs
7.2 Spectroscopie des arcs

BIBLIOGRAPHIE 121

ANNEXE 1 127

ANNEXE 2 130

ANNEXE 3 132

ANNEXE 4 136

Cette étude a été effectuée au Laboratoire de Physique des Décharges (équipe de recherche du C.N.R.S. n° 114) dirigée par Monsieur Max GOLDMAN. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude, non seulement pour l'aide scientifique, mais également pour le soutien moral qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Que Monsieur le Professeur M. FITAIRE, qui a bien voulu accepter la présidence du Jury de soutenance et me faire bénéficier de ses conseils trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur D.BLANC, Monsieur L. FECHANT qui ont accepté de faire partie du Jury et qui ont bien voulu me faire bénéficier de leurs aimables et fructueuses remarques.

Je remercie également Monsieur le Professeur M. BARRAULT,qui a eu la gentillesse d'accepter d'être membre du Jury, pour l'intérêt patient qu'il a bien voulu accorder à ma recherche.

Je remercie tout particulièrement Monsieur R. HAUG pour ses précieux conseils et discussions tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier ici tous les membres du Laboratoire. En particulier, je remercie très sincèrement :

- MM. G. BUCHET, A. CHARRE, E. CROCHET, G. DOUX, G. ERMENDE, M. ZEITOUN, pour leur participation à la partie expérimentale
- MM. G. HARTMANN et E. MARODE, dont les compétences sur le sujet ont été d'un grand apport au cours de mon travail
- Mme M.R. DAUVERGNE qui a eu le mérite de toujours réussir à interpréter mes manuscrits.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0023

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Arcs électriques et problème de contacts

La physique des arcs électriques trouve une large application dans l'industrie produisant des contacteurs, relais téléphoniques, disjoncteurs de forte puissance. Les phénomènes survenant dans les contacts ont une grande importance pratique, car les contacts sont utilisés partout dans la vie de tous les jours. On peut classer les contacts électriques d'après leur utilisation [LLE]:

1. Contacts utilisés dans les disjoncteurs de fortes puissances.
2. Contacts basse tension de puissances intermédiaires (circuits de télécommunication).
3. Contacts électriques avec des courants et des tensions négligeables.

Les problèmes physiques évoqués dans ces trois cas sont différents.

La première classe est liée globalement aux problèmes de l'interaction de la colonne positive de l'arc avec les gaz ambiants, tandis que la troisième classe nécessite le traitement des problèmes des couches minces sur la surface des contacts. Le deuxième cas est lié aux problèmes des mécanismes cathodique et anodique de fonctionnement et d'extinction des arcs électriques.

Erosion des cathodes

Par définition, l'érosion c'est une perte de matière des électrodes. Le taux d'érosion s'exprime en Kg/C (masse perdue par Coulomb transporté). En principe, le métal des électrodes peut partir sous forme de vapeurs lors de l'évaporation du matériau des électrodes ou bien sous forme de gouttelettes liquides ou globules solides. L'érosion dépend principalement de trois paramètres.

1. Pression. L'augmentation de la pression du gaz dans lequel l'arc brûle diminue le taux d'érosion [KIM] . Cet effet est probablement lié à l'augmentation de la redéposition des vapeurs métalliques sur la surface quand on augmente la pression des gaz ambiants grâce aux collisions avec les ions et les particules neutres du gaz.

2. Courant d'arc. Dans les expériences sur les arcs (électrodes cuivre) dans le vide [KIM] le taux d'érosion jusqu'au courant de 10^4 A ne dépend pas du courant. Si l'on prend comme hypothèse que le courant par site émissif est une constante qui dépend seulement du matériau des électrodes, dans ce cas en augmentant le courant on augmente seulement le nombre de sites émissifs, avec un taux d'érosion constant.

3. Nature des surfaces. Les électrodes métalliques d'un arc fonctionnant dans l'air sont couvertes par une couche d'oxyde plus ou moins épaisse. Guile a montré que, suivant l'épaisseur de la couche d'oxyde entre 2 et 10 nm [GUI 2] l'érosion, qui est d'abord une évaporation suivie d'une condensation, devient une micro-explosion des pointes avec l'éjection des globules fondus.

Extinction des arcs électriques

Le phénomène d'extinction des arcs électriques qui peut être utile (interrupteurs de circuits) ou nuisible (sources lumineuses), peut être produit par plusieurs facteurs que l'on peut diviser en deux groupes :

1. Extinction sous l'influence du circuit électrique : réduction du courant de l'arc, changement de la polarité de l'arc. Ce problème a été soulevé dans les études concernant l'élimination des extinctions des arcs dans les tubes à vapeurs de mercure de haute puissance [SEN , MAN] citation d'après [KES 2]. L'autre phénomène qui peut éteindre l'arc, c'est une brève mais intense impulsion de courant. Des études détaillées [SEN , MAN] ont montré, que dans ce cas l'arc est shunté par un plasma de haute conductance.

2. Extinction naturelle ("current chopping phenomenon "). Un arc fonctionnant à bas courant (quelques ampères pour la majorité des métaux) peut s'éteindre sans cause extérieure. Les études de ce phénomène ont commencé quand on a remarqué que l'arc à courant alternatif se coupe avant que le courant ne soit nul. Les études des extinctions spontanées des arcs dans le vide ont été effectuées par Lufcy et Copeland [LUF] , Copeland et Sparing [COP] et Kesaev [KES 1 , KES 2]. Mais on ne trouve pas, dans la littérature, d'étude de ce phénomène à la pression atmosphérique. L'extinction naturelle des arcs liée à l'instabilité interne de l'arc peut révéler les mécanismes fondamentaux du fonctionnement des arcs.

Buts du travail

Nous venons de voir l'importance des phénomènes liés à l'existence des sites émissifs (des spots) sur la surface cathodique.

Nous essayons dans notre travail de lier les questions de la stabilité interne des arcs aux propriétés des sites émissifs. D'autre part, le phénomène de l'extinction naturelle permet d'étudier les propriétés de l'arc avant et pendant l'extinction. La même méthode expérimentale permet d'étudier les questions de l'amorçage des arcs et les questions de formation des sites émissifs.

CHAPITRE 2

GENERALITES SUR LES ARCS ELECTRIQUES

2.1. Description des arcs électriques

Depuis un siècle, l'arc électrique attire beaucoup l'attention des physiciens et des industriels, car l'arc électrique représente de loin la plus importante application de la physique des plasmas dans l'industrie (fours à arcs, disjoncteurs, éclairage, soudage).

Le caractère non stationnaire, en particulier les phénomènes liés à l'extinction et au réallumage d'un arc électrique produit entre deux électrodes métalliques planes, dans l'air atmosphérique (avec un écartement des électrodes de quelques mm et un courant de quelques ampères), nous oblige à nous intéresser ici aux phénomènes associés à la décharge d'arc et aux théories avancées pour les expliquer. Il faut souligner que, jusqu'à présent, il n'existe pas de théorie générale expliquant de façon cohérente le mécanisme global de la décharge d'arc.

La décharge électrique dans les gaz peut prendre plusieurs formes en fonction du gaz dans lequel la décharge a lieu, et en fonction du circuit d'alimentation de la décharge.

L'arc électrique fait partie des décharges stationnaires et auto-entretenues. Sur la fig. 2.1, la tension entre les électrodes est tracée en fonction du courant électrique pour une décharge dans un gaz non spécifié avec une seule exception : les électrodes ont un grand rayon de courbure pour éliminer l'effet couronne. Dans le cas de la décharge d'arc ⑥ et de la décharge luminescente ③ le champ électrique est perturbé par la charge d'espace, tandis que dans la décharge de Townsend ① le champ électrique ne l'est pas.

La décharge luminescente et la décharge d'arc diffèrent principalement par l'intensité du courant électrique, qui est comprise entre 10^{-5} et 10^{-1} A dans le cas des décharges luminescentes,et supérieure à 0.1 A dans le cas des arcs électriques. Du fait de la grande différence des intensités, le mécanisme d'émission électronique est différent dans les deux cas.

En continuant la classification des décharges,on distingue deux classes différentes d'arcs : les arcs à "haute pression" et les arcs à "faible pression". La différence entre ces deux classes est montrée sur la figure 2.2. Il faut souligner que , dans ce cas comme dans le cas de la figure 2.1, les courbes ont été obtenues dans des conditions très variées. Sur la figure 2.2 on voit que les arcs à haute pression sont caractérisés par l'égalité de la température ionique, de la température des neutres et de la température électronique. Cependant les paramètres qui caractérisent cet état peuvent changer localement , ce qui justifie le nom d'équilibre thermodynamique local ou E.T.L. Si le plasma de la décharge étudiée se trouve dans l'E.T.L., on peut appliquer la loi de Boltzmann aussi bien que l'équation de Saha pour calculer les différents paramètres du plasma. Nous allons nous occuper surtout des arcs à la pression atmosphérique. La différence entre la température électronique et la température ionique et des neutres dans la colonne d'arc est faible, comme on le verra plus loin.

L'espace entre les électrodes d'un arc se divise en trois régions caractéristiques : région cathodique,colonne et région anodique (fig.2.3a) La chute de tension dans la région cathodique de l'arc, bien que plus faible que celle de la décharge luminescente,reste importante par rapport à la chute de tension totale entre les électrodes (fig.2.3b). Cette chute de tension , relativement indépendante de la densité du courant et de la pression du gaz,est de l'ordre de 15 V [ENG 1]. En outre, la gamme des densités de courants dans un arc est de plusieurs ordres de grandeur plus élevée que dans une décharge luminescente.

La deuxième région caractéristique est la colonne d'arc qui est un plasma chaud (5 - 6.10^3 K et plus) et avec un champ électrique très faible(fig3c). Les porteurs électriques sont essentiellement les électrons, les ions positifs du métal des électrodes et les ions positifs et négatifs des composants de l'atmospnère ambiante. Grâce à la mobilité élevée des électrons, le courant électronique I_e est beaucoup plus élevé que le courant ionique I_i. Pour les arcs à courant de quelques ampères dans l'air,

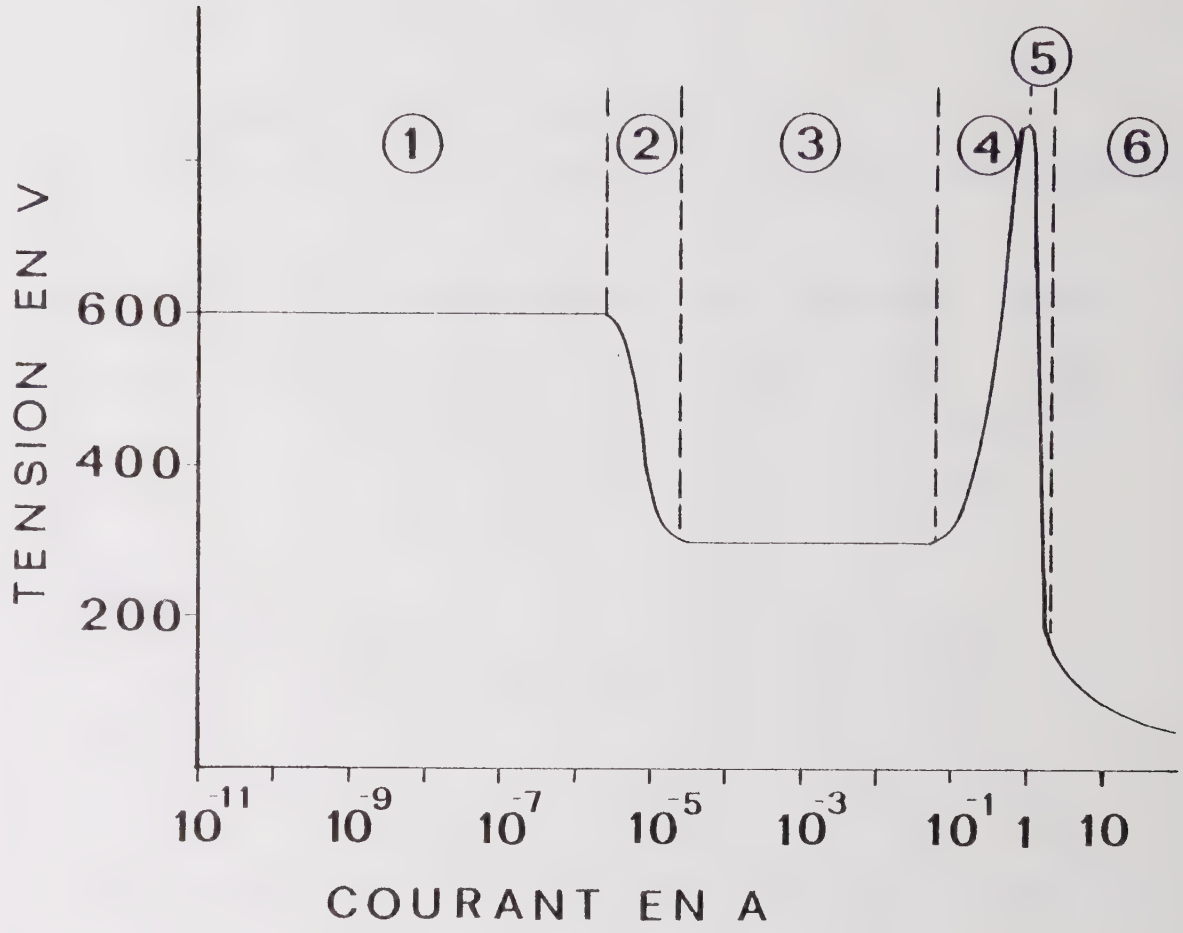


Fig. 2 1 Caractéristique schématique (tension-courant) d'une décharge gazeuse [HOY]

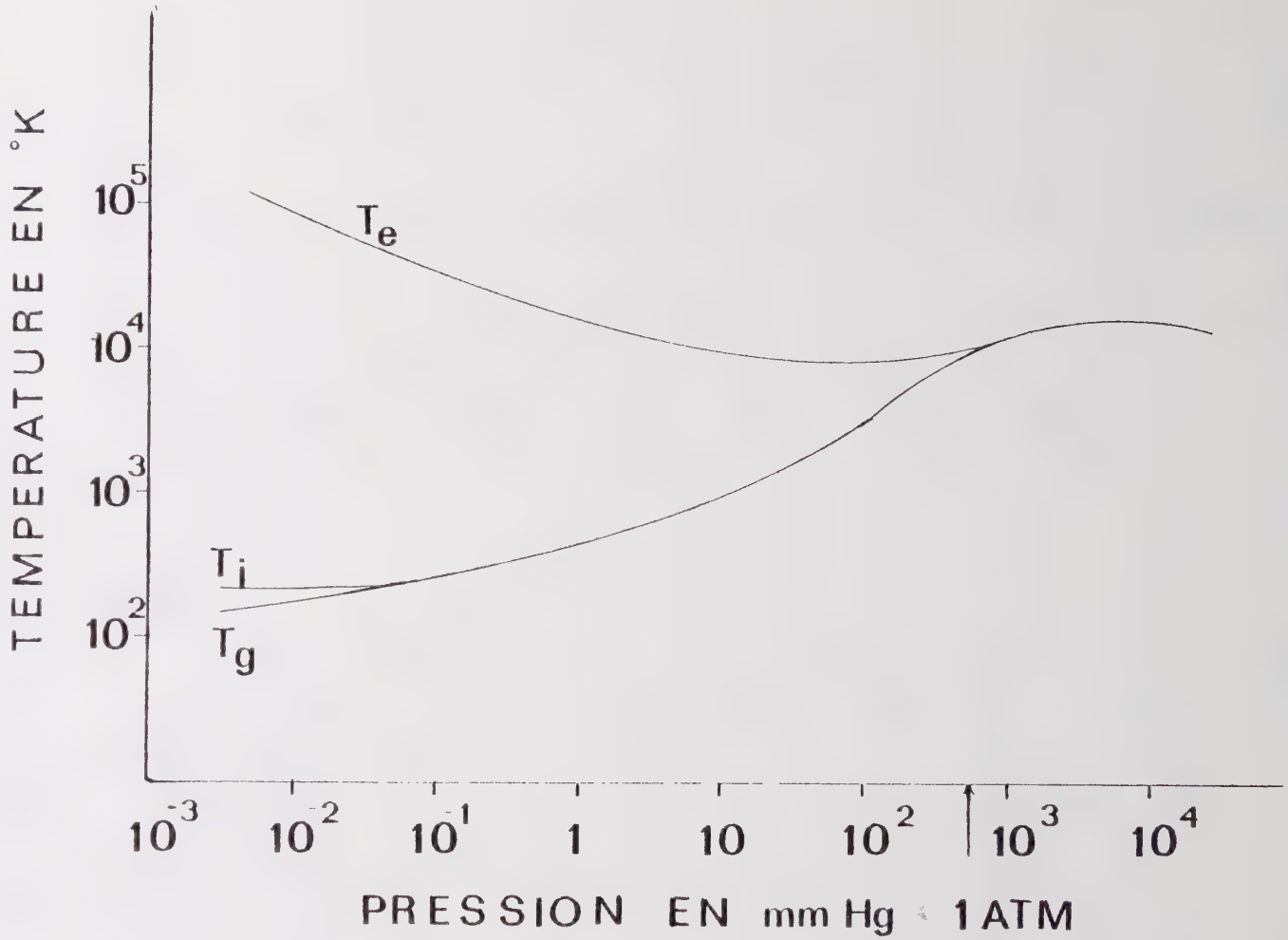


Fig. 2.2 Température des différentes particules dans la colonne d'un arc à vapeur de mercure en fonction de la pression [HOW]

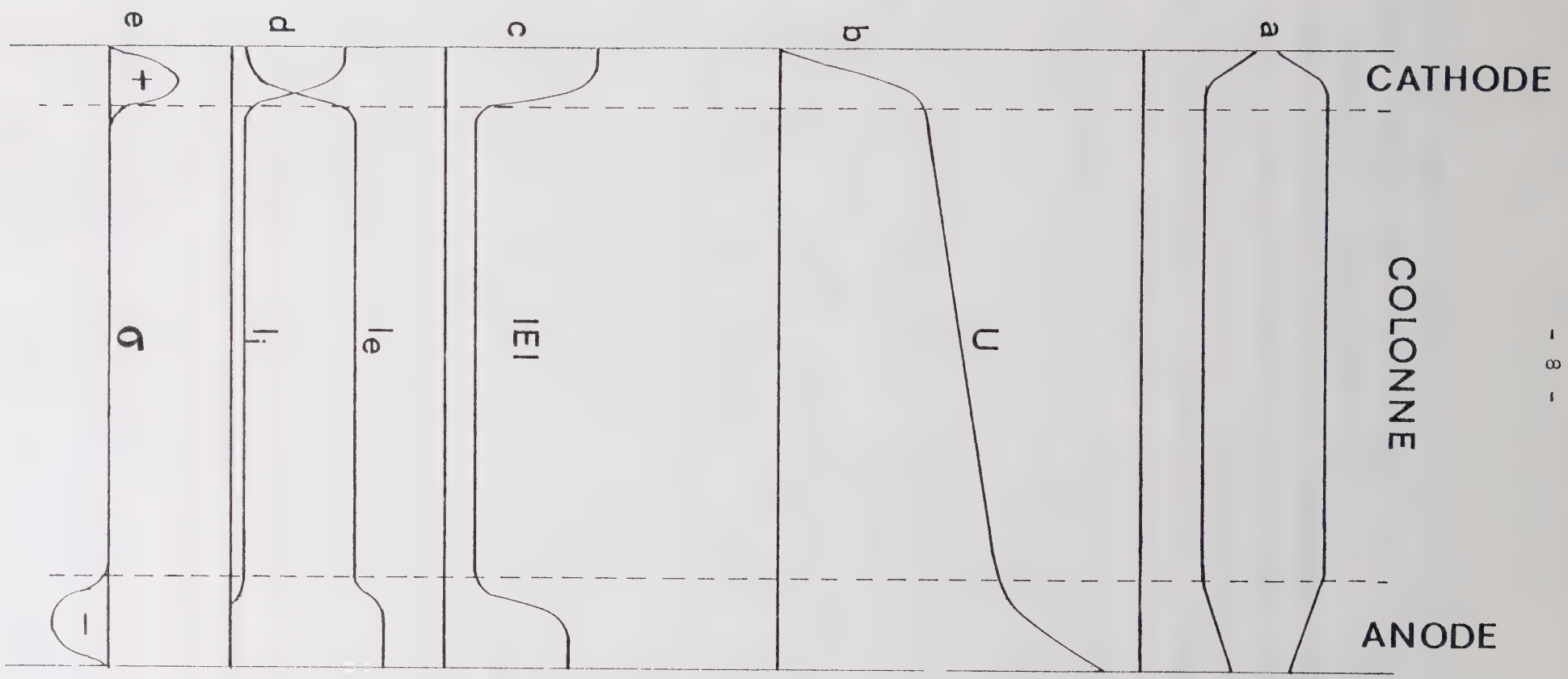


Fig. 2.3 Trois régions caractéristiques d'un arc (a)
Distribution du potentiel (b), du champ (c), du courant électronique I_e et du courant des ions positifs I_p (d), de la charge d'espace (e) entre les électrodes.

on peut négliger le rôle des ions positifs d'azote et d'oxygène, car dans ces conditions la température est trop faible pour former ces ions positifs en quantité importante. Le rôle des ions négatifs produits, par exemple, par attachement est aussi très faible. L'émission ionique des électrodes est très faible et on peut penser que les ions positifs du métal des électrodes sont produits à partir des atomes neutres par collisions électroniques dans le gaz et ionisation thermique, la photoionisation étant elle aussi négligeable.

Enfin, la troisième région caractéristique est la région anodique avec un champ électrique supérieur au champ de la colonne mais plus faible que dans la région cathodique (fig.2.3c).

Comme nous l'avons dit,le courant ionique est plus faible que le courant électronique, ce qui engendre une dissymétrie des électrodes : la cathode joue un rôle très important, car les électrons proviennent en grande partie de la cathode, une autre partie provenant de l'ionisation des vapeurs métalliques, tandis que l'anode est réduite au rôle de collecteur d'électrons. Ceci explique le rôle prédominant des phénomènes cathodiques, surtout en ce qui concerne la stabilité des arcs électriques.

2.2. Colonne d'arc

Dans le cas des arcs avec une colonne développée, les phénomènes de transition de la phase solide ou de la phase liquide à la phase gazeuse ne jouent pas un rôle important, et pour la description de la colonne des arcs à haute pression, aussi bien que des arcs à basse pression, on utilise assez souvent un modèle cylindrique uniforme avec des électrodes qui sont infiniment éloignées. On a alors une seule variable spatiale qui est la distance radiale.

Le bilan énergétique de la colonne d'arc dépend essentiellement du fait que l'arc est stabilisé par la paroi, par un flux d'un gaz, ou bien que l'arc brûle dans une atmosphère libre.

Les paramètres principaux de la colonne d'un arc libre sont déterminés par le système d'équations du bilan énergétique et du mouvement du plasma [GRA]

$$-\nabla(K\nabla T) + P_R(T) + \rho C_p(\vec{u}\nabla T) = \sigma E^2 \qquad (2.1)$$

$$-(\nabla \eta \nabla)\vec{u} = \nabla p - \rho \vec{g} \qquad (2.2)$$

T est la température et u est la vitesse du mouvement du plasma σ, K, η, C_p, ρ sont respectivement la conductivité électrique, la conductivité thermique, la viscosité, la chaleur spécifique et la densité du plasma ; E est le champ électrique, p est la pression, g est l'accélération de la pesanteur et P_R est l'énergie radiative d'une partie d'une unité de volume.

Arcs non-radiatifs

La recherche de la solution de ce système d'équations (2.1) et (2.2) rencontre beaucoup de difficultés sur le plan mathématique , ce qui conduit à chercher des simplifications en évaluant les différents membres de ces équations.(L'évaluation détaillée des différents termes a été faite par I. Krinberg [KRI]). En analysant les conditions de l'arc libre on peut en déduire que :

1. Le processus de la conduction thermique joue partout un rôle très important, car les gradients de la température sont importants.
2. La radiation de la colonne représente une faible partie de l'énergie totale transformée dans l'arc. Même pour des courants de l'ordre de 100 A, les pertes radiatives sont inférieures à 20 % de la puissance totale de l'arc [ERA] . Pour les courants supérieurs à 100 A, il faut prendre en considération les pertes radiatives.
3. Les pertes thermiques par convection ($\rho C_p(\vec{u}\nabla T)$) sont en général faibles dans les parties centrales de la colonne, car la densité du gaz est faible du fait de la température élevée ; de plus, le mouvement du plasma se produit dans le sens perpendiculaire au gradient de la température. Ces conditions définissent une classe d'arcs non-radiatifs.

Pour la zone centrale de la colonne, on peut donc réécrire l'équation (2.1) dans la forme appelée équation d'Elenbaas-Heller [ELE].

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r K \frac{dT}{dr}\right) + \sigma E^2 = 0 \qquad (2.3)$$

E est considéré comme étant axial et uniforme.

On voit que l'équation (2.3) est indépendante de l'équation (2.2); et les solutions des équations peuvent être recherchées séparément. La résolution de l'équation (2.3), malgré sa simplicité apparente demande

des efforts considérables, car σ et K dépendent de la température.

On peut supposer que σ et K ne dépendent pas de la température, en sachant néanmoins que cette hypothèse est très discutable. L'équation (2.3) est facile à intégrer et on arrive à cette solution

$$T = T_p + \frac{\sigma E^2 R^2}{4K} \qquad (2.4)$$

T_p est la température sur la limite de la zone centrale.

Cette équation (2.4), malgré des hypothèses grossières décrit une distribution radiale acceptable comme première approximation. Elle correspond à un modèle parabolique.

L'autre modèle (logarithmique) suppose que σ est partout nul, sauf sur l'axe de la décharge d'arc. On trouve la solution suivante

$$T = T_p - \frac{A}{K} \operatorname{Log}\left(\frac{r}{R}\right) \qquad (2.5)$$

On voit que la supposition faite pour décrire σ a pour conséquence une singularité de la température sur l'axe. Le modèle complet du canal suppose qu'il existe un canal cylindrique central où le modèle parabolique est valable, et à l'extérieur de ce canal un modèle logarithmique.

Arcs radiatifs

Le terme qui décrit la radiation dans l'équation (2.1) P_a (T) devient important quand le courant de l'arc augmente. Ce terme peut être décomposé en deux parties

$$P_r = P_{r_1} + P_{r_2}$$

où P_{r_1} est la partie correspondant aux radiations pour lesquelles l'arc est "optiquement mince" ,

P_{r_2} est la partie correspondant aux radiations pour lesquelles l'arc est "optiquement épais".

Le terme P_{r_1} correspond à un transfert d'énergie à grande distance, tandis que P_{r_2} peut être exprimé comme un terme de conduction de chaleur supplémentaire avec un coefficient de conduction de chaleur efficace K_r.

L'équation (2.1) prends la forme suivante :

$$\sigma E^2 - P_{r_1} = -\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left[r(k+K_r)\frac{dT}{dr}\right] \qquad (2.6)$$

En ce qui concerne le terme P_{r_1}, il y a trois processus à considérer :

a) transition entre deux états liés ;
b) transition entre l'état libre et l'état lié ;
c) transition entre deux états libres (bremstrahlung).

Dans la majorité des cas de l'arc à haute pression le premier de ces processus (a) est le plus important.

2.3 Région anodique

Dans la région anodique le courant électrique est assuré en grande partie par les électrons. Les ions positifs qui sont créés lors de l'ionisation des vapeurs par les électrons quittent cette région et entrent dans la colonne positive. Ainsi, une charge d'espace négative se crée dans la région anodique. Le processus d'ionisation dans cette région joue un rôle très important car pour assurer la continuité du courant électrique il faut des électrons supplémentaires. Le champ électrique dans cette région doit avoir une valeur suffisante pour assurer l'ionisation des vapeurs et compenser les pertes d'énergie et de particules chargées. Les arcs avec des électrodes en métaux non-réfractaires ont une chute anodique de l'ordre de 10 V , c'est-à-dire une valeur un peu supérieure à celle du potentiel d'ionisation des vapeurs métalliques.

Une certaine contraction de l'arc au voisinage de l'anode (moins forte qu'au voisinage de la cathode) a été constatée par de nombreux expérimentateurs [ECK 1] . Dans la réf. [REI] on trouve une explication quantitative de ce problème pour les arcs dans le vide. La densité du courant dans cette région est de l'ordre de 10^9 A/m^2 [REI] .

Bez et Höcker [BEZ 1],[BEZ 2],[BEZ 3] supposent que l'ionisation se produit par les électrons qui quittent la colonne positive et qui sont accélérés par le champ électrique anodique. En utilisant cette théorie

(F -théorie) on peut obtenir les valeurs de la chute anodique et de l'épaisseur de la région anodique. Pour une température de la colonne assez basse ($T \sim 6000°K$) et pour une pression qui n'est pas très élevée ($P \sim 1$ bar) il y a un bon accord avec les résultats expérimentaux.

Dans l'autre théorie (T -théorie) développée par G. Ecker [ECK 1] on suppose qu'il y a d'abord une thermalisation des électrons avant l'ionisation. Ce sont les électrons de la queue de la distribution de Maxwell qui peuvent ioniser. Cette théorie donne des résultats qui sont en bon accord avec l'expérience sur les arcs à haute température et haute pression.

2.4 Région cathodique

Au voisinage de la cathode a lieu un ensemble des processus compliqués qui représentent la transition du courant de la surface cathodique relativement froide au plasma chaud de l'arc. Dans cette région, le courant est assuré par les électrons qui viennent de la cathode, ou sont créés dans cette région par ionisation, et aussi par les ions qui viennent de la colonne ou qui y sont créés par ionisation. Comme cela est montré sur la fig 2.3e, une charge d'espace positive et une chute du potentiel relativement élevée sont caractéristiques de cette région. La chute du potentiel qui a été déterminée par des sondes mobiles ou par des mesures de la tension entre les électrodes lors de l'ouverture ou de la fermeture des contacts est de l'ordre de 15 V [DIC],[ENG 2],[KES 1].

Un autre trait caractéristique de la région cathodique est la contraction très intense (d'où la densité du courant très élevée) et l'existence d'un ou plusieurs sites (taches) émissifs. Ces sites sont en mouvement plus ou moins rapide et erratique. Les densités du courant observées à la cathode permettent de classer les matériaux en deux classes :

- matériaux à point d'ébullition élevé ,
- matériaux à point d'ébullition bas ("arcs à cathode froide").

Les arcs avec des électrodes en carbone, tungstène, etc... (point d'ébullition élevé) ont une assez basse densité de courant dans la région cathodique. Pour les arcs avec cathode en carbone, le courant étant entre 1,5 et 10 A, la densité du courant est de 5.10^6 A/m^2 [ENG 1]. Le mécanisme de l'émission thermoionique explique bien de telles densités de courant pour

des arcs avec électrodes en matériaux réfractaires tels que C, W, Ta, etc. La densité du courant électronique émis par la surface est donnée par la loi de Richardson-Dushman

$$j_e = A T_c^2 \exp \left\{ - \frac{e\phi}{k T_c} \right\} \qquad (2.7)$$

A est une constante
ϕ est le travail de sortie des électrons
T_c est la température de la cathode.

La température T_c a une limite supérieure qui est la température d'ébullition qui est fonction de la pression locale. Cette émission est due simplement à l'acquisition par les électrons du métal d'une énergie thermique suffisante pour sortir du métal.

La densité du courant d'après (2.7) dépend principalement de T_c. Pour $T_c > 4000°K$ (ce qui correspond aux arcs sur matériaux réfractaires) on obtient des valeurs de j_c en accord avec les valeurs trouvées par l'expérience. En ce qui concerne les arcs à cathode froide, ce mécanisme ne peut expliquer la densité de courant qui est encore plus élevée.

Densité de courant cathodique des arcs à cathode "froide".

Pour mesurer la densité de courant par voie indirecte, il faut déterminer la surface active qui conduit le courant, et le courant par site émissif.

La méthode,qui était utilisée depuis 1904 par J. Stark [STA], consiste à photographier la surface cathodique pendant le fonctionnement de l'arc. Ensuite, on associe la surface qui conduit le courant (spot, tache cathodique) avec la surface lumineuse de la cathode. Malheureusement, il n'y a pas de certitude que les deux surfaces correspondent l'une à l'autre, de plus on n'est pas sûr que la densité de courant soit constante sur la surface lumineuse.

L'autre méthode de détermination de la surface qui émet les électrons est la "méthode autographique", selon laquelle on examine les traces laissées par la décharge sur la surface cathodique. Cette méthode n'est

pas satisfaisante non plus, car étant donné que la surface cathodique est fortement bombardée par les ions positifs, la surface érodée peut être plus grande que la surface du site émissif. D'autre part, l'émission électronique peut être effectuée par une surface plus grande que la surface érodée. Ainsi, avec l'amélioration de la technique de mesure , la valeur de la densité du courant mesurée a augmenté de plusieurs ordres de grandeur. Au début du siècle on pensait que cette valeur était de l'ordre de 3.10^5 A/m^2, et avant 1948 on a trouvé $j \sim 2.10^8$ A/m^2 [TON] . Froome [FRO] en utilisant la technique de la cellule de Kerr pour réduire le temps d'observation, a obtenu : $j \sim 10^9 - 10^{10}$ A/m^2. Des expériences par la méthode autographique avec des électrodes en cuivre dans l'air [COB],[SOM] ont donné une densité de courant $j \sim 10^9 - 10^{10}$ A/m^2.

Dans le tableau 2.1 les travaux les plus récents sont cités. Les densités de courant obtenues par les différents auteurs sont entre 10^9 et 10^{14} A/m^2 [DRO] . Dans tous les travaux, les dimensions du site sont mesurées par la méthode autographique [SAN],[DRO],[DAA1],[GUI 1] ou bien par la méthode optique [RAK 1],[RAK 2],[DJA] . Seuls les travaux [DRO],[GUI 1] ont été effectués sur des arcs à pression atmosphérique, les autres, dans le vide $10^{-6} - 10^{-8}$ torr . La durée de l'arc était prolongée dans les conditions de l'expérience [DAA1], dans les autres cas, l'arc était artificiellement coupé ou balayé de la surface étudiée par soufflage magnétique [SAN],[DRO] . La méthode optique permet de mesurer le courant par site qui était de l'ordre de 7 à 40 A dans ces expériences DAA 1 . Une telle dispersion des résultats provient probablement du fait qu'il y a une contradiction entre la résolution optique et la luminosité, lors de l'utilisation de la méthode optique. La résolution dans [RAK 1 , RAK 2] est de l'ordre de 10^{-4} cm, tandis que Guile [GUI 1] a trouvé que les dimensions des sites sont de l'ordre de 0,1 μm. La résolution optique n'étant pas suffisante, on peut penser que dans les expériences [RAK 1 , RAK 2 , DJA] des groupes des sites émissifs sont pris pour des sites individuels. Daalder [DAA 1] a obtenu lui aussi un courant par site très élevé (25 A), car il a supposé que l'arc fonctionne dans le régime de site unique.

Les valeurs du courant par site semblent être plus près de la réalité dans les expériences [DRO , GUI 1 , SAN] , qui utilisent la méthode autographique. Cette valeur est de 11 mA [GUI 1] , 30 mA [SAN] , 0,6 A [DRO] .

Tableau 2.1 Resultats des mesures de la densite du courant pour les arcs à cathode froide

Pressions	Durée de l'arc	Courant A	Rayon des sites	Durée de vie de site	Courant par site A	Densité de courant A/m^2	Technique utilisée	Référence Année
1 atm.	Déplacement par champ magnétique	2 - 25	?	10 - 100 ns	0.03	$0.7\text{-}2.2\ 10^{11}$	Autographe	[SAN] 1971
10^{-5} torr	Prolongé 10^{-4}-1.8 10^{-2}s	5 - 4000	10^{-2} cm	10 s	7 - 17	10^{9}	Optique	[RAK 1] [RAK 2] 1976-1977
10^{-6} torr	10 ms	25 - 100	10^{-2} cm	50 - 100 μs	20 - 40	$0.5\text{-}5\ 10^{10}$	Optique	[DJA] 1974
1 atm.	Déplacement par champ magnétique	700	0.1 μm	1 μs	0.6	10^{14}	Autographe	[DRO] 1976
10^{-8} torr	Prolonge	4 - 220	3.6 μm	?	10-100	10^{12}	Autographe	[DAA 1] 1974
1 atm.	3,8 ns -40 μs	4.5 - 14	0.1 μm	4.5 ns	0.011	$1.4\ 10^{12}$	Autographe	[GUI 1] 1977

Par contre, la durée de vie d'un site est plus faible : 1 μs [DRO] et, 4,5 ns [GUI 1] . L'arc, dans ces expériences étant alimenté pendant un intervalle de temps très court, le site n'a pas assez de temps pour s'éteindre spontanément. En plus, pour obtenir le courant par site, on divise le courant total par le nombre de sites émissifs qui est calculé [GUI 1] à partir des données sur la durée de vie d'un site, ou est simplement égal au nombre de cratères observés [DRO]. Comme les cratères peuvent être réutilisés par l'arc, ce mode d'évaluation apporte une incertitude dans les calculs du courant par site et par conséquent dnas les calculs de la densité du courant.

2.5 Mécanismes d'émission cathodique

Nous allons passer maintenant en revue les mécanismes cathodiques qui peuvent expliquer une production de charges compatible avec les grandes densités de courant observées. Selon Ecker [ECK 1] , seuls deux types de porteurs de charge sont importants : électrons libérés de la cathode et ions produits dans le gaz près de la cathode. La libération des ions à partir de la cathode est négligeable en pratique.

a. Emission thermo-ionique (émission T)

D'après l'équation de Richardson - Dushman (2.7) pour les arcs à cathode chaude , on obtient des densités de courant maximales qui sont beaucoup plus basses que les valeurs trouvées dans l'expérience. L'émission thermo-ionique explique bien les arcs sur métaux réfractaires (W , Ta) et en particulier la stabilité du site émissif.

b. Emission de champ (émission F)

Vu la valeur de la chute cathodique et ses dimensions (de l'ordre du libre parcours moyen électronique), ce mécanisme devient très probable.

L'intensité du champ électrique à la cathode E_c, due à la charge d'espace, peut être exprimée en fonction du courant électronique et ionique par l'équation de Mac Keown [MKE]

$$E_c^2 = 7{,}57 \cdot 10^5 \, U_c^{\frac{1}{2}} \, j_e \left[\left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{j_i}{j_e} - 1 \right] \qquad (2.8)$$

U_c chute cathodique
j_i densité du courant ionique
j_e densité du courant électronique

D'autre part l'équation de Fowler-Nerdheim [FOW] donne la relation entre l'intensité du champ E_c et la densité du courant électronique j_e :

$$j_e = 6.2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{E_c^2}{\varphi_o} \right) \exp \left\{ -6.8 \cdot 10^7 \varphi_o^{3/2} E_c^{-1} \right\} \quad (2.9)$$

φ_o est le travail d'extraction en volts.

Il s'agit ici d'un effet tunnel et on calcule la probabilité de passage d'un électron à travers la barrière de potentiel. Si U_c est donné, l'équation (2.8) dépend de j_i et j_e. D'après la réf [COB] pour $q = j_e/j_i = 10$ et $\varphi_o = 2$ V, ce mécanisme est possible pour une densité de courant supérieur à 10^{11} A/m^2. Pour φ_o entre 3,5 V et 4,5 V et $q > 10$ (ces suppositions sont plus réalistes) on obtient une densité du courant encore plus élevée.

Hung [HUN] a fait intervenir l'accroissement de E_c d'un facteur β dû aux aspérités de la surface :

$$E_{eff} = \beta E_c$$

Mais si en un point l'émission est favorisée, il ne semble pas que globalement le flux électronique soit beaucoup modifié.

c. Emission combinée champ-température (émission T - F)

Il s'agit du mécanisme combiné d'émission électronique, où, connaissant la distribution des énergies des électrons au-dessus et en dessous du niveau de Fermi, on peut calculer le nombre d'électrons qui peuvent franchir la barrière de potentiel. Les équations étant assez complexes [ECK 1] , seuls quelques cas particuliers sont étudiés. La théorie donne des résultats satisfaisants dans certains cas, dans les autres cas la théorie ne peut pas expliquer l'émission électronique de la cathode.

d. Emission par composantes individuelles de champ (émission I - F)

Le modèle a été proposé et développé par [ECK 1-2-3] pour surmonter les difficultés de la théorie de l'émission T-F. Les fluctuations statistiques de la charge d'espace au voisinage de la cathode entraînent des

variations temporelles du champ E_c. La valeur moyenne de ce champ est calculée à partir de l'équation de Poisson. Pour calculer l'émission cathodique il faut moyenner la densité du courant en fonction du champ multiplié par la probabilité du champ P $(\vec{E}_c)$:

$$\bar{j}_e = \iiint P(\vec{E}_c) \cdot j_e(\vec{E}_c)\, d\vec{E}_c \qquad (2.10)$$

Comme la dépendance du courant dû à l'émission de champ est exponentielle en fonction du champ

$$\bar{j}_e \neq j_e(\bar{E}_c)$$

où $\bar{E}_c$ est le champ moyenné dans le temps.

Un traitement quantique plus subtil avec plusieurs hypothèses simplificatrices est nécessaire pour expliquer la possibilité d'émettre d'autres électrons que ceux qui neutraliseraient les ions incidents. En utilisant l'équation de Mac Keown (2.8), on peut tracer une courbe de j en fonction de $q = j_e/j_i$ pour des valeurs de $\varphi_o = 4{,}5$ V, trois courbes sont tracées pour trois différents mécanismes d'émission I-F, T-F et F. En particulier, pour $j \sim 10^{11}$ A/m^2, la valeur de q pour I-F mécanismes est de ~ 10 ce qui est plus cohérent avec les mécanismes d'ionisation dans les gaz que pour une valeur de q plus faible (2 à 3) pour les émissions thermoioniques et de champ.

e. Effet photo-électrique (γ_p)

Selon ce mécanisme des électrons peuvent être libérés grâce aux photons incidents sur la surface cathodique et ayant une énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie d'extraction. Le rendement quantique étant faible [ROB] (de l'ordre de 10^2 - 10^3 eV par électron émis), ce mécanisme est peu intéressant pour l'explication de l'émission cathodique. Il peut jouer un rôle important dans les arcs à cathode creuse où tout le rayonnement émis est capté, ou bien dans le cas d'un métal alcalin, avec un travail d'extraction de faible valeur.

f. Emission secondaire par capture d'un ion (γ_+)

Plusieurs mécanismes sont possibles :

- Effet Auger : un électron est capturé par l'ion et occupe le niveau fondamental, l'énergie libérée permet d'extraire un autre électron du métal.
- Capture résonnante induite : un électron de la bande de conduction du métal passe en résonance dans l'état excité de l'ion. Après la transition à l'état fondamental , l'énergie libérée peut éventuellement extraire un électron du métal.
- Emission par le champ : le champ d'un ion positif dans des conditions favorables peut provoquer l'émission d'un électron supplémentaire avant d'être neutralisé.

Le calcul et l'expérience montre qu'en général la production des électrons par un mécanisme γ_+ est trop faible pour influencer l'émission cathodique.

g. Emission secondaire par capture d'un atome excité (γ_m)

Si l'énergie d'excitation de l'atome est supérieure au travail d'extraction, la production d'électrons par effet γ_m est plus efficace que par effet γ_+ ou γ_p comme cela a été montré dans les expériences [OLI] et[DOR] .

Le rendement de ce processus est compris entre 0,1 et 1, et la consommation d'énergie est seulement de 6,2 - 8,5 eV par électron extrait. Mais le calcul, effectué dans la réf. [ROB] révèle un point faible de ce type d'émission : en prenant en compte les collisions entre les atomes et les ions, on arrive à des valeurs d'émission mesurables pour des pressions de l'ordre de 10 Atm avec un taux d'atomes excités de l'ordre de 100 %.

Jusqu'ici nous avons examiné plusieurs possibilités d'extraction des électrons de la cathode. Les ions dans le gaz ambiant peuvent jouer un rôle important dans le transport du courant au voisinage de la cathode. On a vu d'ailleurs, que la composante ionique est indispensable pour expliquer les émissions T-F et I-F

Nous examinerons deux mécanismes de production d'ion par le champ et par la température.

h. Production d'ions par le champ

Le processus est simple : les électrons sont accélérés dans la zone de chute cathodique, après ils peuvent produire des ions par collision . Le traitement théorique aussi bien qu'expérimental rencontre beaucoup de difficultés, car il n'y a pas de mesures du coefficient d'ionisation totale, d'autre part il n'y a pas assez d'information sur ce qui se passe avec les ions ainsi produits qui peuvent se recombiner, diffuser latéralement, etc... Néanmoins, la condition qui limite l'efficacité de ce mécanisme selon [ECK 1] est

$$q = \frac{I_e}{I_i} \gg 1$$

i. Production d'ions par la température

L'importance de ce type de production d'ions a été indiqué par Slepian [SLE 1], [SLE 2].

Conclusion

Si dans le cas de la décharge luminescente les effets d'émission γ_- et γ_+ ont une influence prépondérante, dans les cas des arcs électriques le mécanisme le plus probable semble être l'émission T-F ou l'émission I-F.

Analysons maintenant les théories modernes sur la formation des spots (ou sites) cathodiques

2.6. Différents mécanismes de formation des sites émissifs

La plupart des études théoriques et expérimentales sont effectuées sur les arcs dans le vide. Mais toutes ces théories sont aussi applicables pour des arcs à la pression atmosphérique , si l'on tient compte du fait qu'au voisinage du site émissif la pression partielle des gaz atmosphériques est faible. Les cratères sur la surface cathodique observés expérimentalement peuvent être dûs : [SLI , CHA , CHAT] à l'évaporation des aspérités cathodiques grâce aux effets thermiques.

Selon [MIT 1, MES] l'effet Joule dans le matériau explique l'évaporation explosive des pointes sur la surface cathodique. Le problème purement élec-

trostatique d'augmentation du champ électrique due aux aspérités dans le champ E_0 peut être résolu afin de trouver le coefficient d'augmentation du champ E_0 [MIT 2]

A titre d'exemple, les formules suivantes s'appliquent au cas d'un ellipsoïde de révolution.

$$\beta = \frac{E}{E_0}$$

$$\beta = \left\{ \eta_0 \left(\eta_0^2 - 1 \right) \left(\operatorname{tgh}^{-1} \eta_0 - \eta_0^{-1} \right) \right\}^{-1}$$

$$\eta_0 = \left(1 - \frac{r}{H} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

où r est le rayon de courbure au sommet et
H est la hauteur de la pointe.

En fait β dépend de la géométrie des pointes. En prenant deux valeurs de β qui correspondent aux géométries suivantes :

(I) $\beta = 10$ $\quad r = 0.5\ \mu m$ $\quad H = 5\ \mu m$

(II) $\beta = 50$ $\quad r = 0.05\ \mu m$ $\quad H = 5\ \mu m$

on peut calculer la densité de courant d'émission de champ à partir de l'équation de Fowler-Nordheim (2.9).

La résolution numérique des équations formulées donne des résultats que nous résumons ci-dessous :

1. Dans les deux géométries analysées, les premiers points de fusion ne sont pas au sommet de l'aspérité mais plus bas.

2. La vitesse de propagation du front de fusion et d'évaporation dépend de la géométrie :

(I) $V_f = 2.5 \cdot 10^4$ m/s $\quad V_e = 2.10^4$ m/s

Ces valeurs de vitesse sont du même ordre de grandeur que les valeurs des vitesses d'expansion du plasma cathodique mesurées [MIT 2].

3. Il existe une densité du courant critique au-dessous de laquelle la fusion ne se produit pas.

Pour la géométrie (II) cette densité critique est de :

$$j_{crit} = 2.10^{14} \text{ A/m}^2$$

4. Le temps de fusion et d'évaporation étant extrêmement faible (~ 10 pS) [MIT 2] il est très difficile de vérifier ces résultats expérimentalement, compte-tenu du niveau de la technique actuelle.

Des études [HAN, JUT] traitent la formation des cratères par les sites émissifs de l'arc. Il est proposé cette suite des événements [HAN] :

a) Formation d'un spot par le processus de claquage des aspérités.

b) Chauffage de la surface (par le bombardement ionique et par la chaleur de neutralisation) jusqu'au point de fusion.

c) Propagation du front de fusion à l'intérieur du métal, formation du métal fondu autour de la pointe.

d) Accélération des couches liquides vers les bords du site,due aux forces de pression ionique, ce qui conduit à la création d'un cratère et à l'éjection du métal parallèlement à la surface, et à la création de nouvelles aspérités vers les bords.

e) Explosion des nouvelles aspérités et déplacement du centre de site émissif, expliquant ainsi le mouvement du spot.

Pour les densités de courant élevé $j > 5.10^8$ A/m^2 , l'échauffement de la pointe est extrêmement rapide et les phénomènes de conduction de la chaleur sont négligeables. La pointe va exploser en un temps de l'ordre de 10^{-12} - $10.^{-11}$ s. et créer un plasma dense qui à son tour va créer un spot cathodique. En utilisant les équations hydrodynamiques on aboutit aux résultats suivants :

la profondeur des couches fondues est de 0.1 μm, la vitesse d'éjection sur les bords des cratères est de 10^2 m/s. La vitesse de mouvement des spots mesurée [HAN] correspond bien à cette valeur.

Conclusions

Les modèles dynamiques sont assez difficiles à vérifier, car le temps d'explosion est très faible (~ 10 ps). Néanmoins, il y a des apports indirects de ce mécanisme.

1. La vitesse de déplacement des spots est plus grande sur les surfaces rugueuses que sur les surfaces lisses.

2. Le déplacement du spot est stochastique.

3. Le déplacement du spot est effectué par sauts de l'ordre de grandeur du rayon du cratère.

4. Les observations montrent que les fluctuations de la tension sont reliées aux temps de vie du spot.

CHAPITRE 3

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET SPECTRE DES ARCS STATIONNAIRES

3.1. Dispositif expérimental pour l'étude spectrale des arcs électriques

Le dispositif d'étude spectroscopique de la décharge d'arc est représenté sur le schéma (fig. 3.1.).

L'arc est produit entre deux électrodes qui sont disposées horizontalement. L'axe du système optique est perpendiculaire à l'arc. Pour focaliser l'image de l'arc sur la fente d'entrée du monochromateur on utilise un miroir sphérique dont la distance focale est de 14,5 cm. Ce miroir forme une image réelle de l'arc sur la fente du monochromateur. Le cache 4 élimine la lumière directe de l'arc, et grâce à ce cache, seule la lumière focalisée par le miroir tombe sur la fente du monochromateur.

Le monochromateur utilisé est un monochromateur à réseau Jobin-Yvon type HRS-2 à haute résolution et grande luminosité.

Le montage optique est du type Czerny-Turner(fig. 3.1). Dans ce montage le taux de lumière parasite est faible, car les faisceaux d'entrée et de sortie sont nettement séparés.

Ce montage Czerny-Turner est constitué par :
- deux fentes rectilignes à ouverture symétrique réglable en largeur et en hauteur. L'ouverture des fentes d'entrée et de sortie pouvant être réglée de 1 μm à 0.6 mm continûment, on a utilisé des ouvertures assez faibles (0.02 - 0.04 mm). La hauteur des fentes est réglable de 0 à 15 mm.
- deux miroirs concaves : distance focale 600 mm.

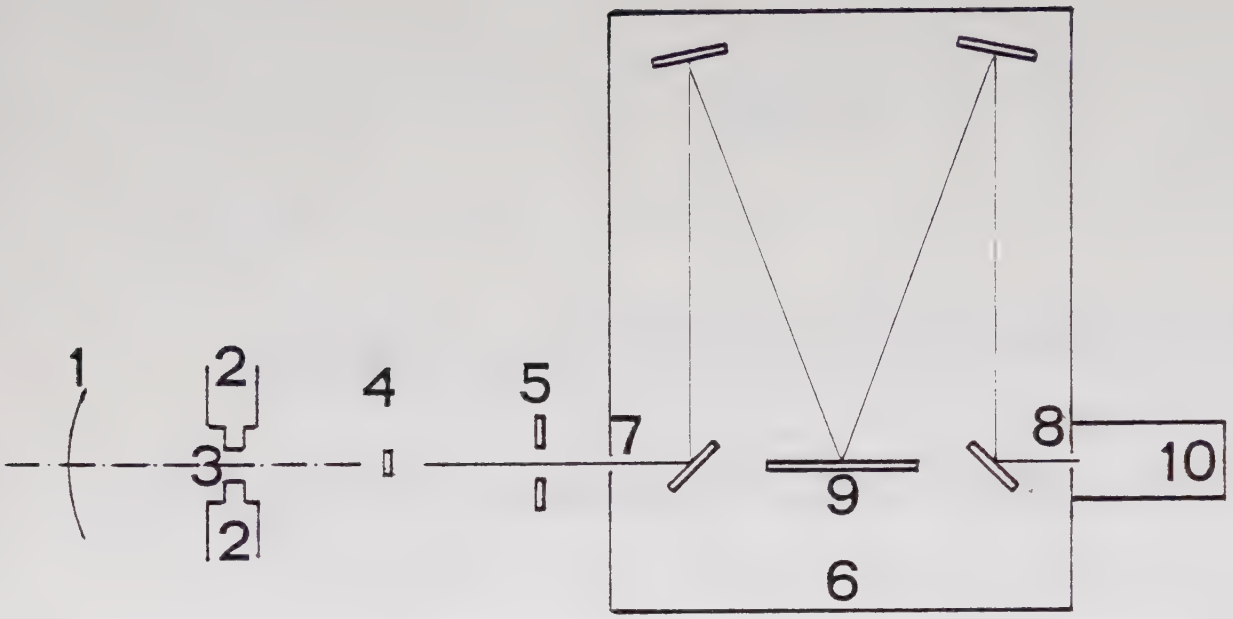


Fig. 3.1 Dispositif expérimental

1 - miroir
2 - électrodes
3 - espace entre les électrodes
4 - cache
5 - diaphragme
6 - monochromateur HRS-2
7 - fente d'entrée
8 - fente de sortie
9 - réseau
10 - photomultiplicateur

- un réseau choisi en fonction du domaine spectral à explorer, de la luminosité et de la résolution cherchée. Le réseau qu'on a choisi est un réseau de diffraction obtenu par holographie, 1200 traits/mm, domaine spectral 185-700 nm. Ce réseau offre une dispersion linéaire de 12 Å/mm. La résolution atteint 80 % à 100 % de la résolution théorique qui est donnée par la formule

$$R_o = k\,N$$

k ordre d'utilisation
N nombre total de traits du réseau.

Pour le réseau utilisé la résolution doit atteindre des valeurs de l'ordre de 100 000. Le procédé de fabrication du réseau holographique élimine toute erreur de tracé, aussi le taux de "fantômes"est-il négligeable et le taux de lumière parasite extrêmement faible, nettement inférieur à celui des meilleurs réseaux gravés (classiques). Par exemple, pour la raie laser 6328 Å,la lumière parasite à $\pm$5 Å est de l'ordre de 10^{-6}. Cette caractéristique du réseau holographique est extrêmement importante pour les mesures où la lumière parasite est gênante, comme c'est notre cas.

Le photomultiplicateur placé derrière le monochromateur est du type 56 DUVP à 14 étages de multiplication possédant une photo-cathode bi-alcaline, semi-transparente, dont la courbe de réponse spectrale est sur la figure 3.2.

La tension d'alimentation est de 2000 V. A l'aide d'une lampe à ruban de tungstène de type W2 avec fenêtre en quartz, courant 10 A, tension 10 V , on a étalonné notre système optique en utilisant les données de DE VOS [DEV] pour l'émissivité du tungstène. Cette courbe d'étalonnage est montrée sur la fig. 3.3 (courbe 1).

La deuxième courbe (courbe 2) sur la figure 3.3 a été obtenue avec un filtre (verre ordinaire, épaisseur 3 mm) qui est placé sur la fente d'entrée du spectromètre. Le rôle de ce filtre est d'éliminer la lumière du spectre entre 1800 Å et 3000 Å qui peut apparaître en deuxième ordre (3600 Å - 6000 Å). Le filtre est utilisé pour les mesures sur les longueurs d'ondes supérieures à 3500 Å.

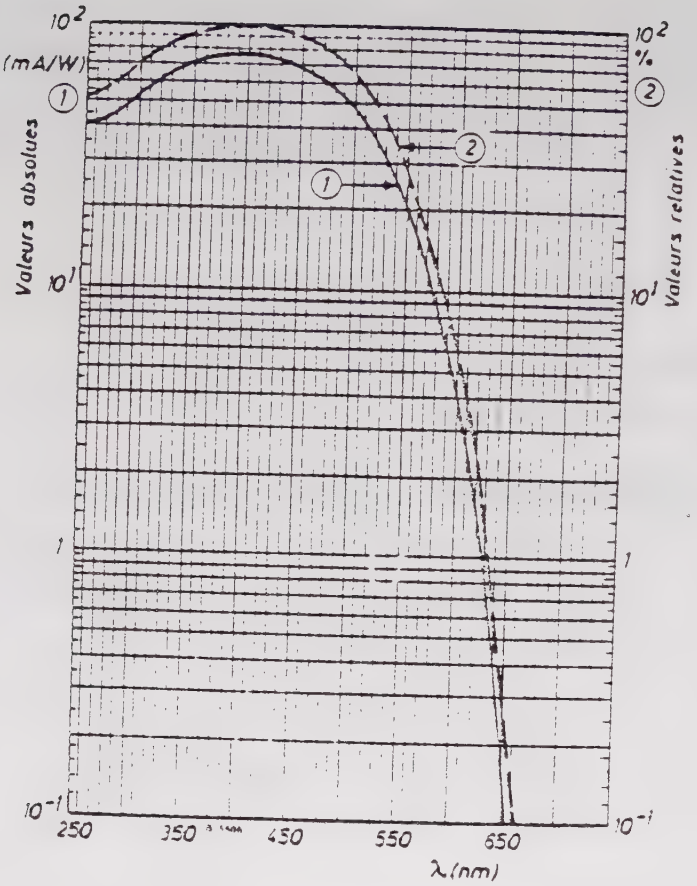


Fig. 3 2 Réponse spectrale du photomultiplicateur 56 DUVP

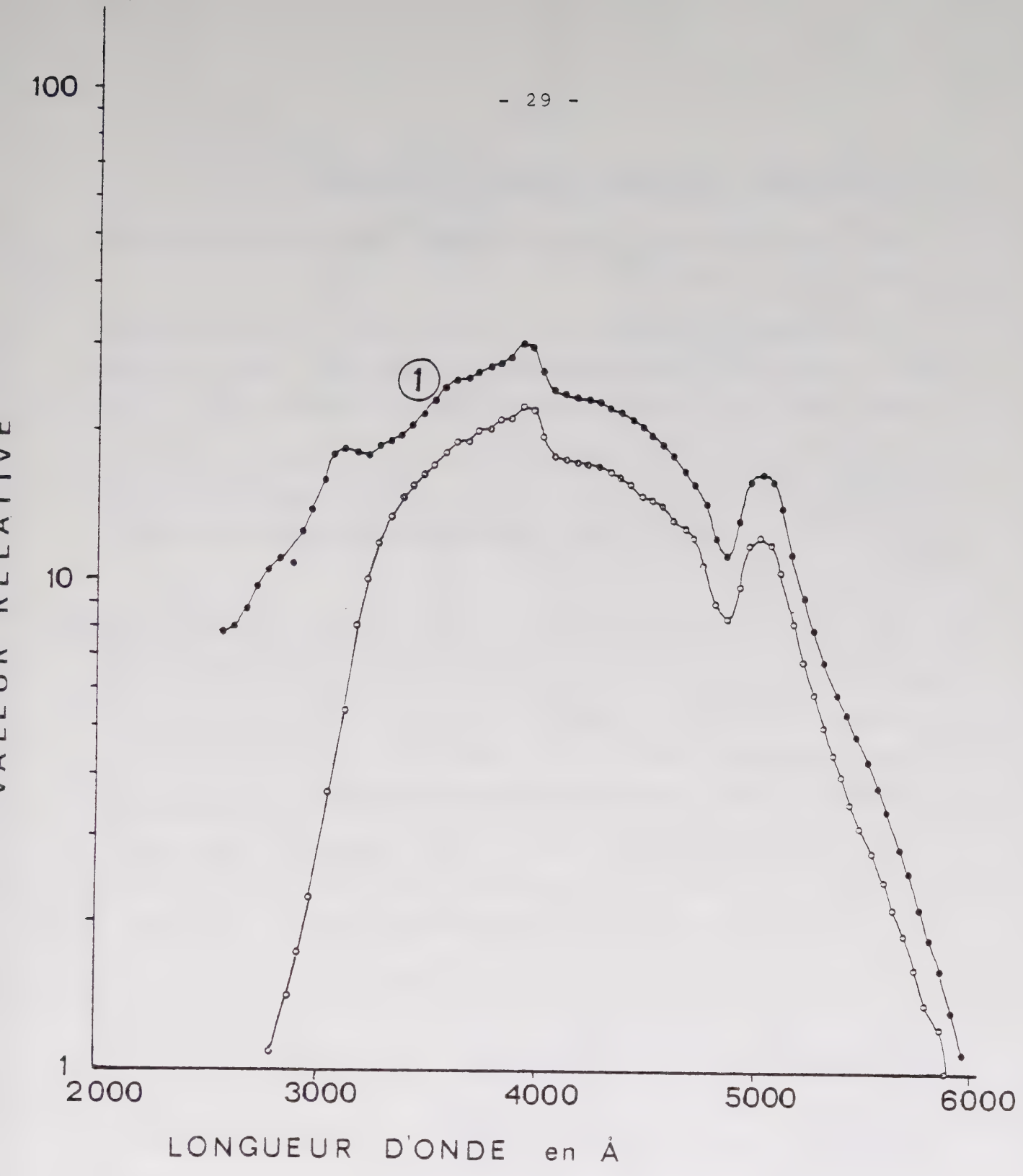


Fig. 3.3 Réponse spectrale

- dispositif optique fig. 3.1
- dispositif optique fig. 3.1 avec un filtre (verre ordinaire, épaisseur 3 mm)

3.2. Géométrie des électrodes et support des électrodes

Les électrodes ont une forme cylindrique, comme cela est montré sur la figure 3.4.

Les électrodes utilisées au cours de notre travail étaient en cuivre électrolytique, cuivre très pur (99,995 %), nickel, fer, argent, tungstène. Ce support des électrodes était déjà utilisé par A. CASTRO [CAS] , figure 3.5.

Une pince (A) est fixée, l'autre (B) se déplace le long de l'axe (D - D). La distance entre les électrodes (E_1 - E_2) est maintenue égale à 2 mm.La circulation d'eau à l'intérieur des pinces refroidit les électrodes de façon efficace.

Pour étudier l'arc en atmosphère contrôlée, nous avons conçu une enceinte T qui couvre les pinces A et B avec les électrodes. Le gaz (CO_2 , N_2 , etc) entre par H et sort de l'enceinte par des joints réalisés de façon non étanche. Les fenêtres (F) en quartz permettent d'effectuer l'étude spectroscopique.

3.3. Spectre d'un arc électrique avec des électrodes en cuivre dans l'air

Le spectre des arcs électriques avec des électrodes en cuivre a été relativement bien étudié, car ce type d'arc est utilisé pour déterminer les intensités spectrales des raies de plusieurs éléments par ex.[MEG]

Le spectre des arcs électriques (électrode en cuivre) fonctionnant dans l'air contient les raies de Cu excité, de Cu^+ ionisé, aussi bien que les bandes moléculaires des composants de l'air. Dans des conditions d'expérience à faible courant (2 A), on trouve les bandes moléculaires de N_2 du second système positif. Ce système de bandes est dégradé vers le violet et représente les transitions [ROS]

$$C\,^3\Pi_u \rightarrow B\,^3\Pi_g$$

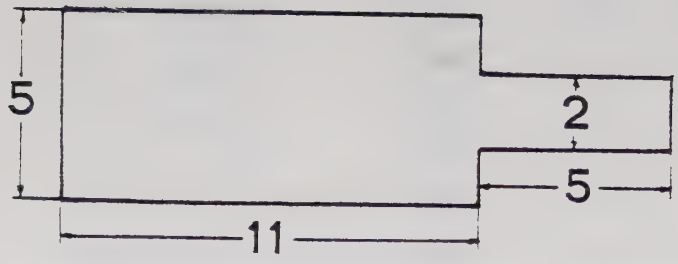


Fig. 3.4 Géométrie des électrodes, dimensions en mm.

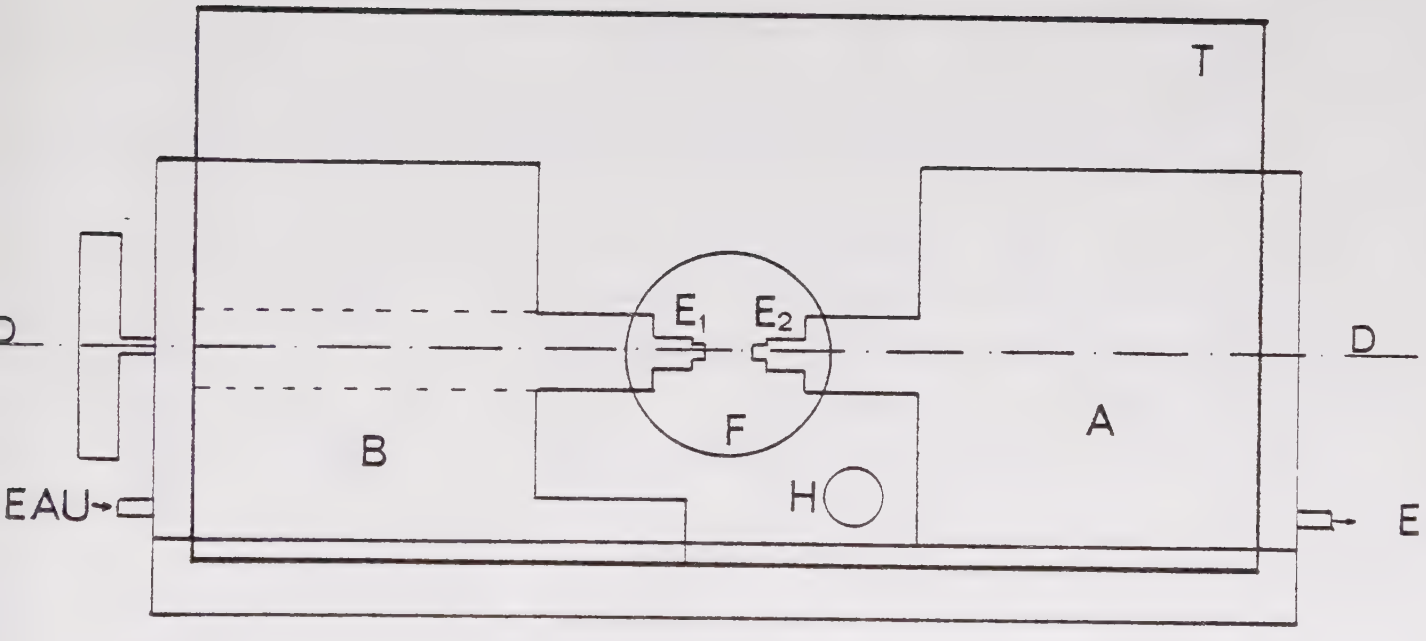


Fig. 3.5 Enceinte expérimentale

Les bandes suivantes sont particulièrement bien visibles :

Tête de bande	3371 Å	$\Delta v = 0$	(0,0)
	3159 Å	$\Delta v = -1$	(1,0)
	3577 Å	$\Delta v = 1$	(0,1)
	3537 Å	$\Delta v = 1$	(1,2)
	3755 Å	$\Delta v = 2$	(1;3)
	3805 Å	$\Delta v = 2$	(0,2)

Le spectre des deux dernières bandes est perturbé par la multitude de raies de Cu au voisinage des bandes moléculaires. On détecte aussi le troisième système positif de NO (système γ).

Ce système est dégradé vers le violet et représente les transitions

$$A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi \qquad \text{(état fondamental)}$$

Mentionnons seulement les bandes les plus intenses :

Position des têtes des bandes (en Angströms) :

2370 2363	$\Delta v = 1$	(0,1)
2479 2471	$\Delta v = 2$	(0,2)
2596 2587	$\Delta v = 3$	(0,3)
2722 2713	$\Delta v = 4$	(0,4)
2859 2850	$\Delta v = 5$	(0,5)
2810 2801	$\Delta v = 5$	(1,6)

L'exploration du spectre d'émission de l'arc dans la région 3500-4216 Å a fait apparaître [BUC] l'existence du système des bandes moléculaires de CN dégradé vers le violet.

Ce sont les transitions

$$B^2\Sigma^- \rightarrow X^2\Sigma^+ \qquad \text{(système violet)}$$

Les têtes des bandes les plus intenses sont :

3883 Å	$\Delta v = 0$	(0,0)
3871 Å	$\Delta v = 0$	(1,1)
3862 Å	$\Delta v = 0$	(2,2)
3855 Å	$\Delta v = 0$	(3,3)
4216 Å	$\Delta v = 1$	(0,1)

Nous n'avons pas trouvé dans la littérature de mentions de la présence des bandes de CN dans ce type d'arc . L'existence des bandes moléculaires de CN n'est pas étonnant pour les arcs à électrodes en carbone , mais dans notre cas, il nous faut expliquer l'origine du carbone du radical CN.

Pour résoudre le problème de l'origine de CN on a remplacé les électrodes en cuivre électrolytique qu'on a utilisé au cours du travail par des électrodes en cuivre extra pur (99,995 % de pureté), mais malgré cela les bandes moléculaires étaient toujours visibles (fig. 3.6.).

On a mis l'arc dans une atmosphère d'argon avec addition de quelque % d'oxygène pour stabiliser le fonctionnement de l'arc. Toutes les bandes moléculaires de CN ont disparu dans le cas d'utilisation d'électrodes en cuivre pur,aussi bien que dans le cas du cuivre électrolytique (fig. 3.7.).

Les bandes moléculaires de CN sont très intenses quand l'air dans lequel brûle l'arc est enrichi en CO_2. Dans ce cas-là, l'intensité lumineuse augmente d'environ 100 fois par rapport à l'air non enrichi en CO_2. Ce fait complète les preuves de l'origine atmosphérique de CN. On peut penser que les mesures de l'intensité des bandes moléculaires de CN peuvent servir pour l'estimation de la concentration de CO_2 dans l'air.

Ajoutons aussi, que l'existence de CN n'est pas étonnante puisque dans le système C - N - O la concentration de radical CN augmente avec la température du gaz. Pour une température de fonctionnement de l'arc de l'ordre de 6000°K (*) dans l'air libre, il y a seulement 3 types de radicaux et d'atomes (à part les atomes de Cu et Cu^+) existants : CN , N , O réf.[AMO].

(*) La température de l'arc va être discutée plus loin.

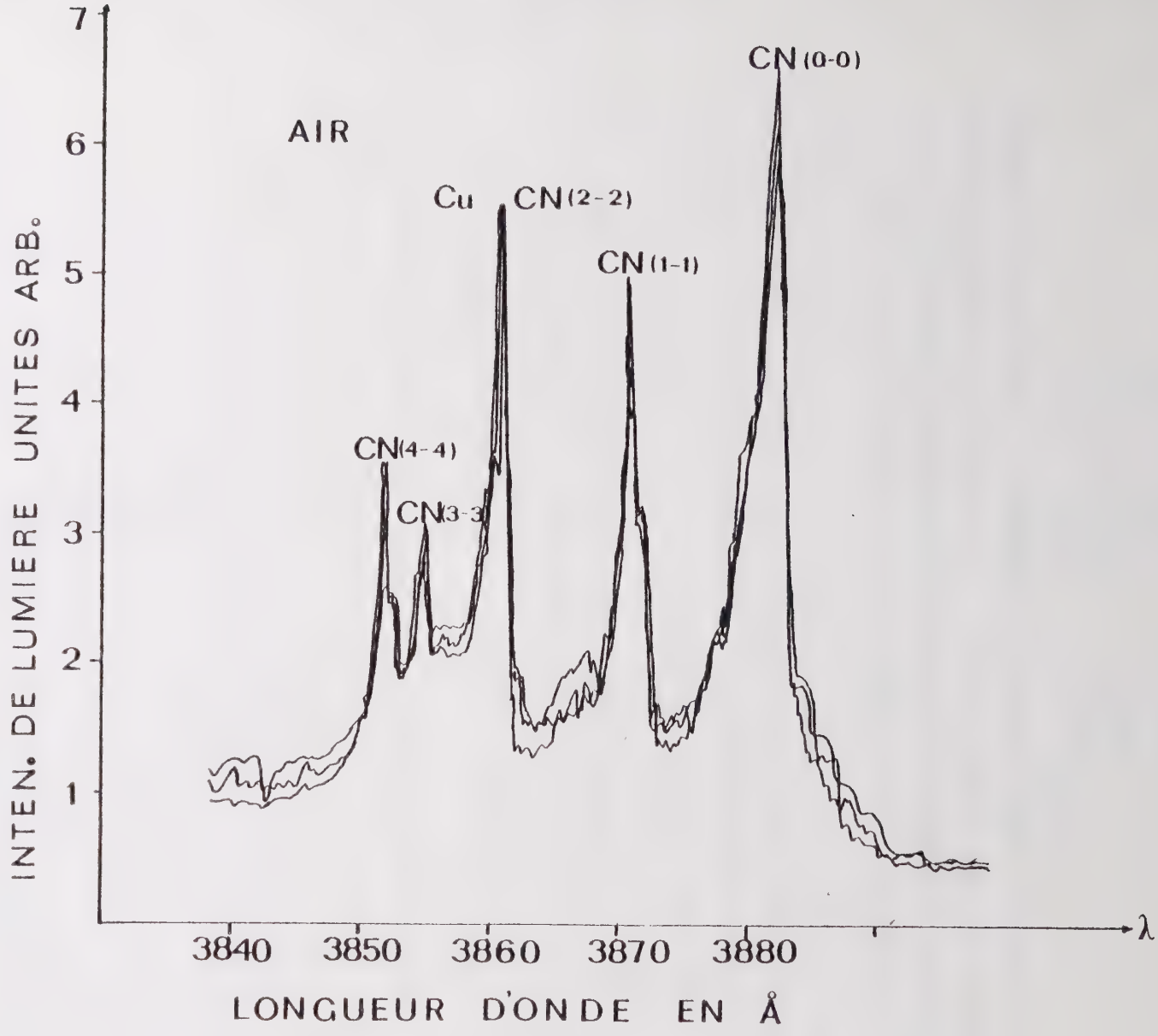


Fig. 3.6 Spectre de l'arc dans l'air (trois enregistrements). Electrodes en cuivre (99,995 % de pureté).

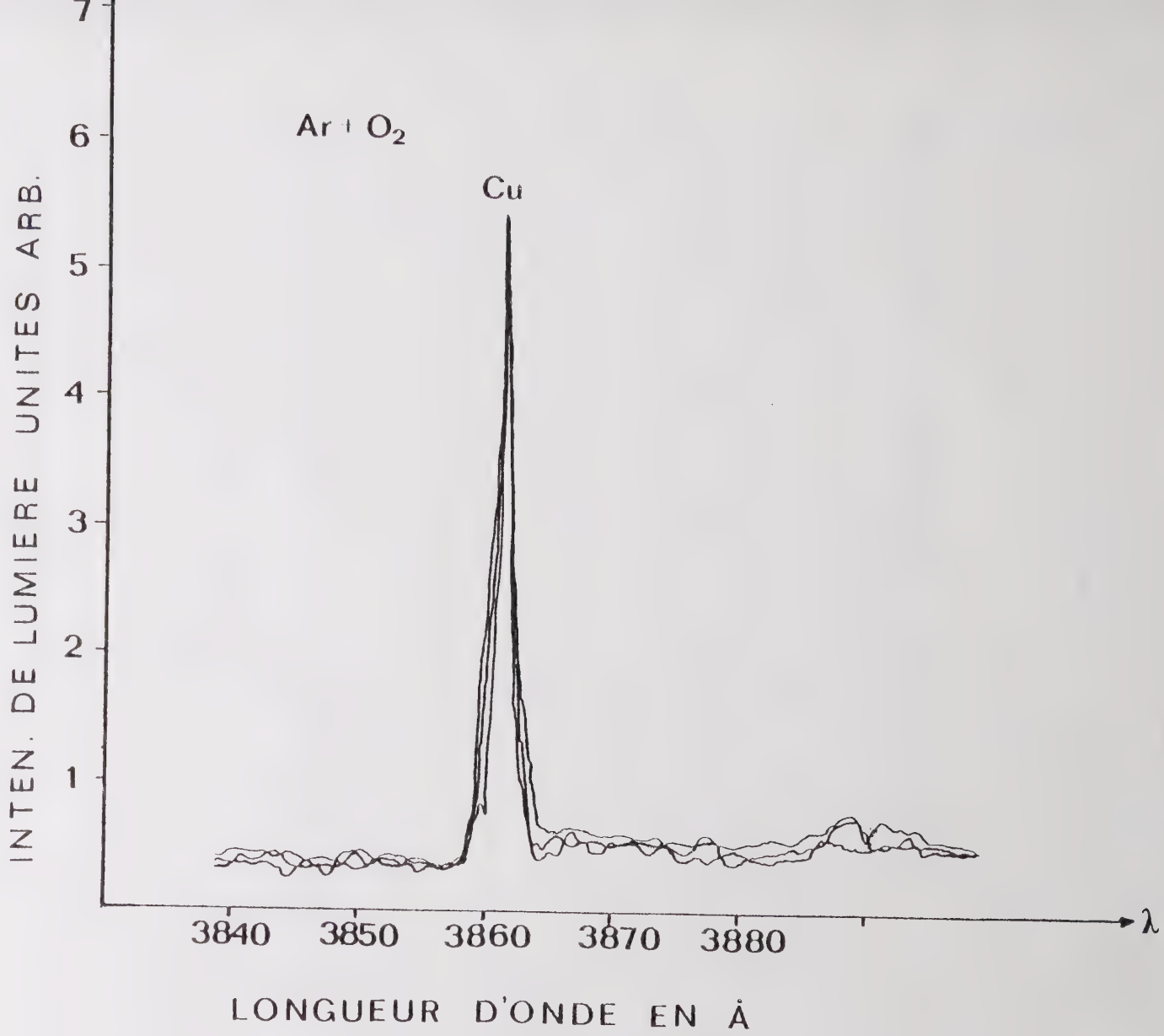


Fig. 3.7 Spectre de l'arc dans l'argon avec 5 % d'oxygène (trois enregistrements). Electrode en cuivre electrolytique.

CHAPITRE 4

STATISTIQUE DES EXTINCTIONS DES ARCS ELECTRIQUES

4.1. Introduction

Les instabilités et les extinctions des arcs électriques sont un phénomène utile ou nuisible suivant le mode d'utilisation de l'arc. Dans les relais télégraphiques l'érosion étant directement liée à l'énergie dissipée, donc à la durée de l'arc, celle-ci doit être la plus brève possible. Dans les disjoncteurs, l'extinction provoque des surtensions qui peuvent être destructrices et il faut donc les contrôler, tandis que lors de l'utilisation d'arc pour souder, éclairer ou chauffer dans les fours à arc, les extinctions empêchent le fonctionnement normal de l'appareillage.

Les extinctions des arcs peuvent être classées de la façon suivante :

a) Extinction due à la réduction du courant ou au changement de la polarité.

Ce type d'extinction était étudié en liaison avec le fonctionnement des tubes à mercure de haute puissance. Le temps d'extinction, selon les auteurs [BUR, MIE, MAN] est entre 10^{-9} et 10^{-7} s. Souvent une extinction est suivie par un réallumage de l'arc [MAN] .

b) Extinction due à l'augmentation du courant.

L'investigation détaillée de ce type d'extinction conduit à la conclusion suivante : l'augmentation rapide du courant d'arc crée un plasma très conducteur. Ce plasma abaisse la tension entre les électrodes de telle sorte que la tâche cathodique ne peut plus s'entretenir.

c) Extinction due à la destruction de la cathode.

L'extinction de l'arc dans ce cas est due au changement des conditions dans lesquelles la décharge a lieu.

d) Extinctions spontanées

Les trois classes d'extinction regroupent les phénomènes d'extinction d'arc dont la cause est externe. Mais il est relativement bien connu que l'arc peut s'éteindre spontanément sans qu'il y ait des changements dans les conditions extérieures. Les extinctions de cette sorte ont été observées dans les arcs à cathode de mercure pour des courants au-dessous de 6 - 7 A. Les études de la distribution des intervalles de temps entre les coupures ont montré [LUF, COP, KES 2], que ce phénomène est apparemment aléatoire et la durée moyenne des arcs croît exponentiellement en fonction du courant. Ces études ont été effectuées dans des tubes à basse pression. Etant donné que les extinctions spontanées reflètent l'instabilité interne des arcs, l'étude détaillée de ce phénomène peut révéler l'aspect statistique du fonctionnement de l'arc.

Nous avons observé que les arcs à faible courant (quelques ampères) fonctionnant dans l'air (électrodes en Cu, Ni, Fe, Al, etc...) s'éteignent spontanément en quelques nanosecondes (fig. 4.1). Quand l'arc est alimenté par un circuit à faible inductance, la tension aux bornes de l'arc monte lentement et si le circuit a une configuration adéquate, l'arc se réallume après un temps qui dépend du circuit. Le processus décrit permet d'étudier les phénomènes physiques qui accompagnent les extinctions spontanées et les réallumages de l'arc. Les mêmes arcs manifestent de petites fluctuations de tension entre les électrodes, c'est le "bruit" d'arc. Les variations de tension entre les électrodes sont faibles (moins de 5 % de la valeur moyenne) et elles décroissent quand le courant augmente. A première vue on peut penser que ces fluctuations de tension, elles aussi, sont liées à l'instabilité interne des arcs. L'analyse détaillée à l'aide d'un corrélateur permettra d'expliquer l'origine de ces fluctuations et de les relier aux extinctions des arcs grâce au modèle du fonctionnement des sites émissifs développé ci-après.

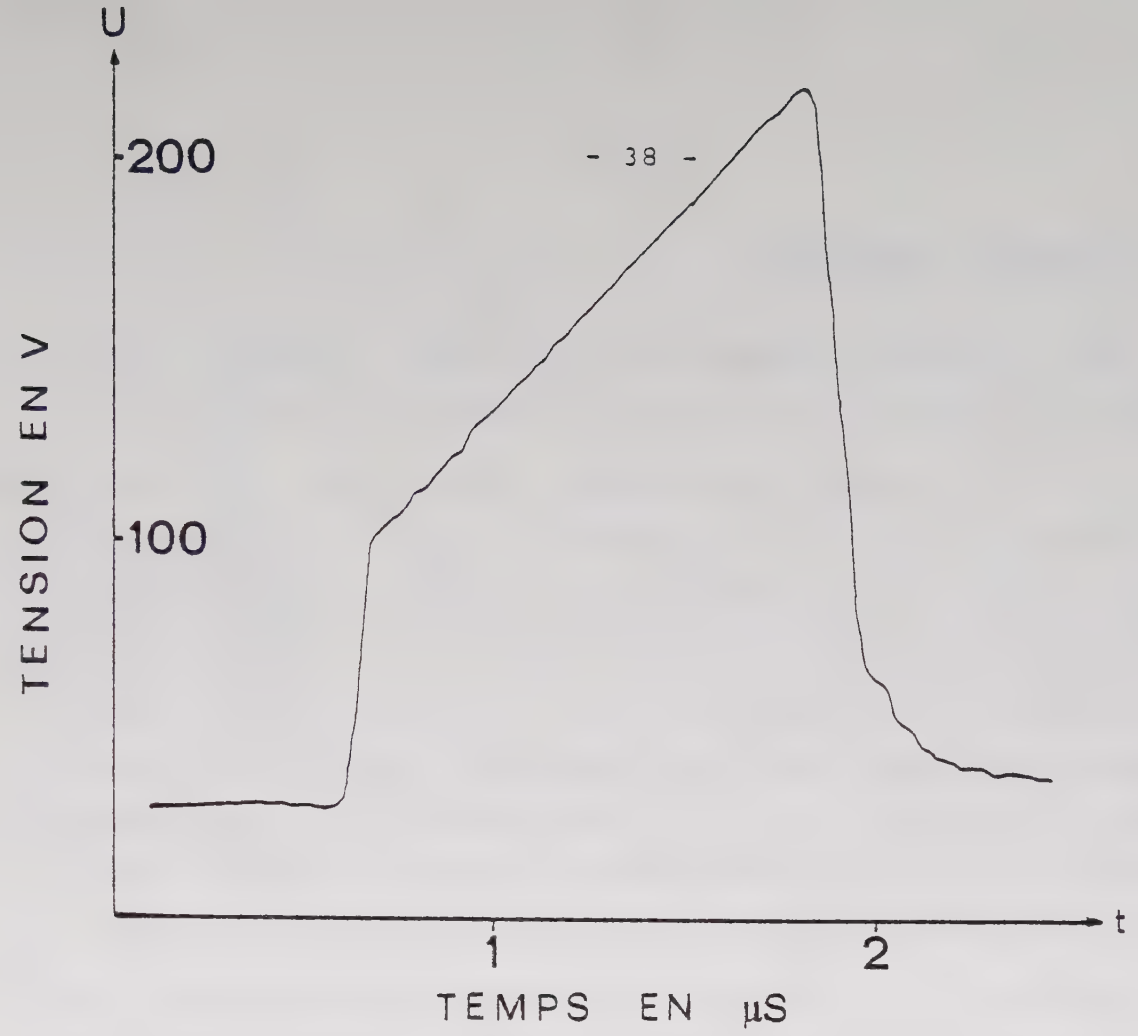


Fig. 4.1a Tension entre les électrodes en fonction du temps

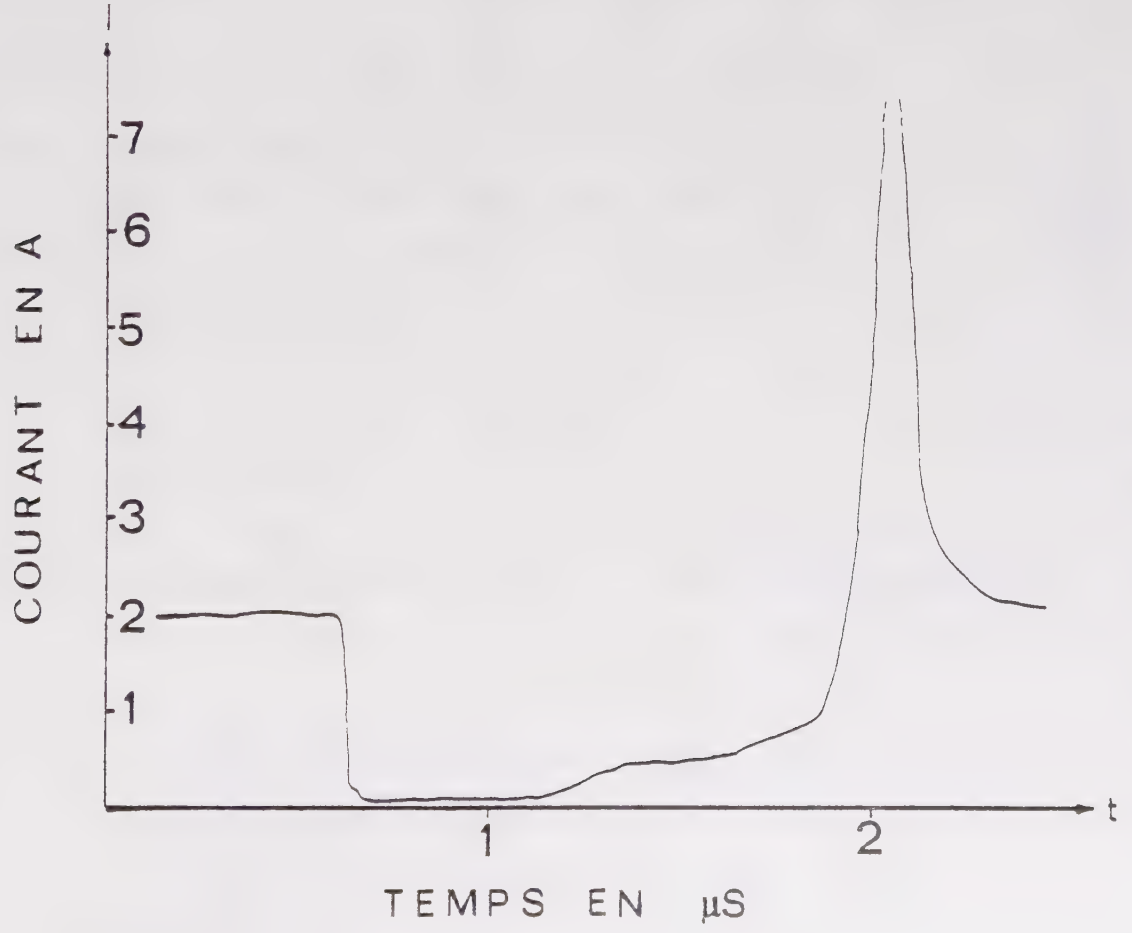


Fig. 4.1b Courant de l'arc en fonction du temps

4.2. Dispositif expérimental

Pour étudier les instabilités de l'arc, nous utilisons un circuit comprenant une alimentation, une capacité C et une résistance R (fig. 4.2).

Le circuit arc-résistance-capacité a une très faible inductance. D'après l'observation de la variation du courant qui s'annule en quelques nanosecondes on peut estimer l'inductance $L \leq 5.10^{-8}$ H. L'arc en fonctionnement émet beaucoup de rayonnement électromagnétique qui perturbe les mesures électriques. Pour éviter les parasites induits par l'arc, le circuit d'arc, la résistance, la capacité ainsi que les transformateurs de courant et de potentiels sont placés dans une enceinte métallique. Pour les mesures de courant et de tension d'arc on utilise en effet soit un transformateur de courant (40 spires) ou un transformateur de potentiel relié à l'arc à travers une capacité.

Pour étudier le caractère statistique des extinctions naturelles des arcs à faible courant on établit l'histogramme de temps entre deux extinctions successives pour les différents courants d'arc.

Le schéma de l'expérience est montré sur la figure 4.3.

Pour mesurer les temps de vie d'arc courts on utilise un convertisseur temps-amplitude qui donne un signal dont l'amplitude est proportionnelle au temps écoulé entre deux signaux. Ce signal est traité par un analyseur multicanaux type SZ 82 à 200 canaux avec un incrément minimal : R = 1.62 ns/canal et un incrément maximal R = 27 μs/canal. L'analyseur d'amplitude classe, accumule et visualise l'histogramme des durées de vie d'arc. Le premier discriminateur se déclenche sur l'amorçage de l'arc et donne le signal "START" (fig. 4.4), tandis que le deuxième discriminateur se déclenche sur l'extinction de l'arc et donne le signal "STOP". Chaque signal "STOP" augmente de 1 le contenu du $n^{ème}$ canal de l'analyseur d'amplitude où n est proportionnel au temps écoulé. Un compteur compte le nombre total de signaux starts enregistrés.

Pour la mesure des temps longs, le même appareil est utilisé en multiéchelle, le temps entre deux canaux étant de 1 ms, 10 ms, 100 ms, 1 s.

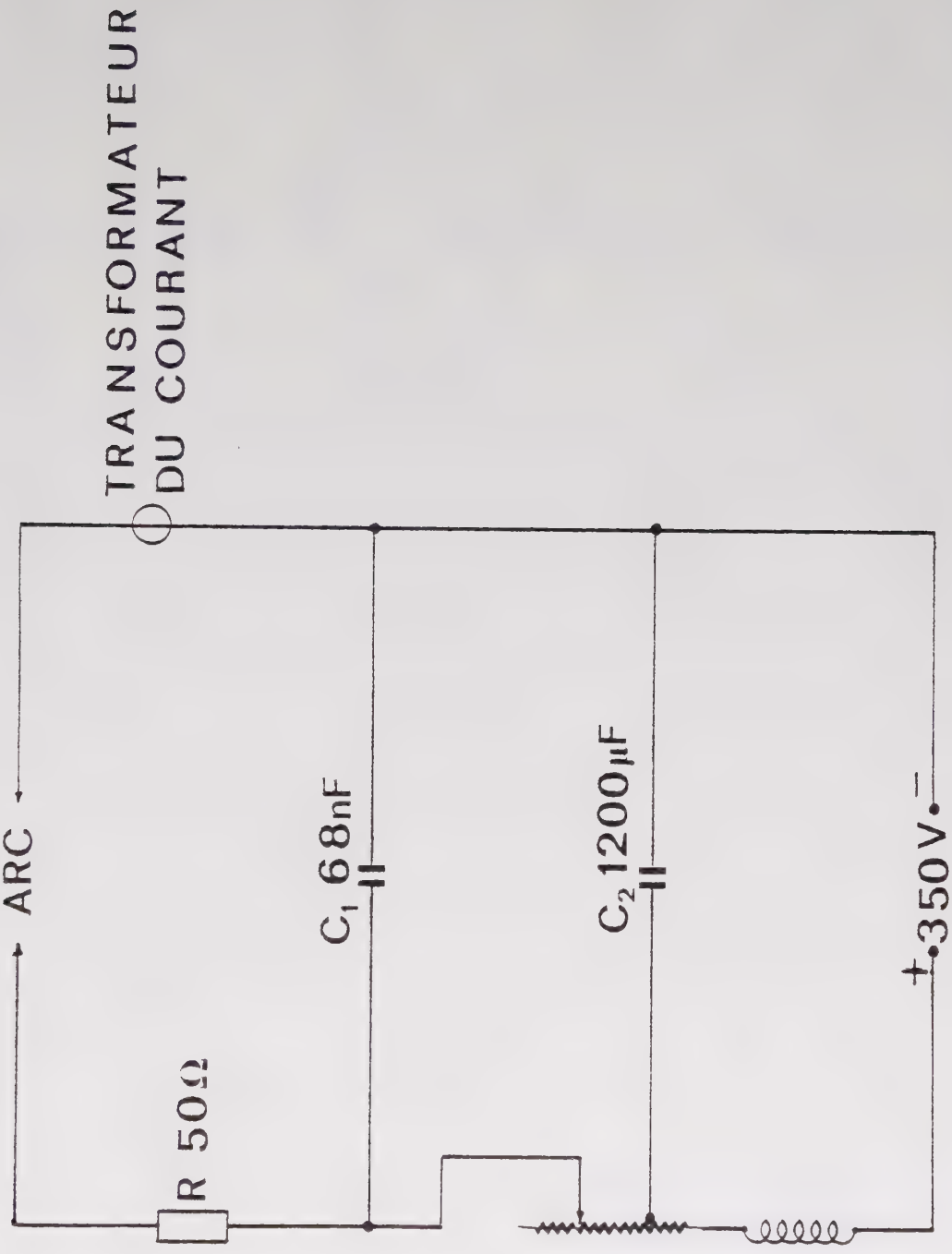


Fig. 4.2 Schéma du circuit d'arc

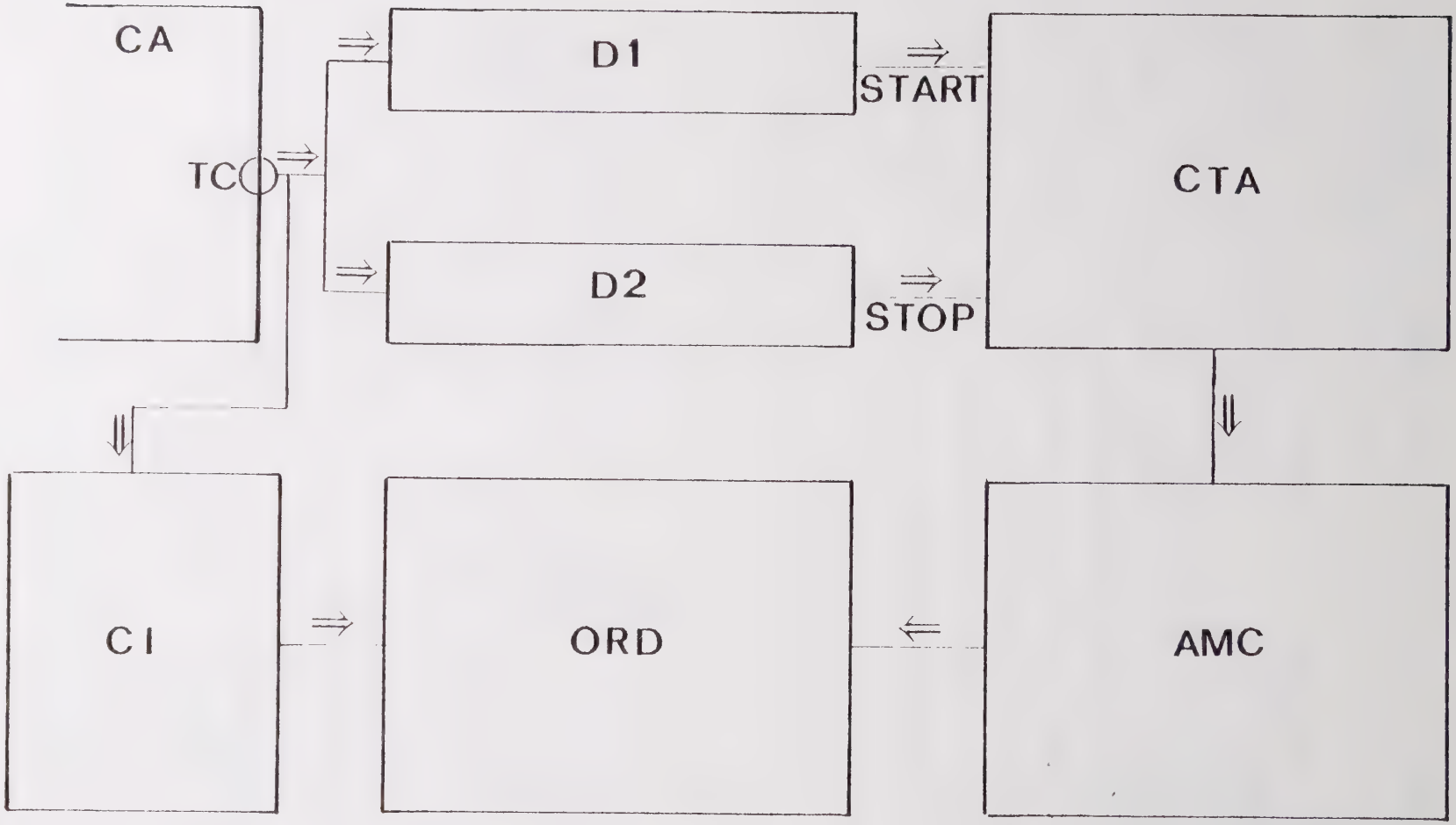


Fig. 4.3 Schéma du système des mesures

CA circuit d'arc
TC transformateur du courant
D1 et D2 discriminateurs
CTA convertisseur temps-amplitude
CI compteur d'impulsions
AMC analyseur multicanaux
ORD ordinateur

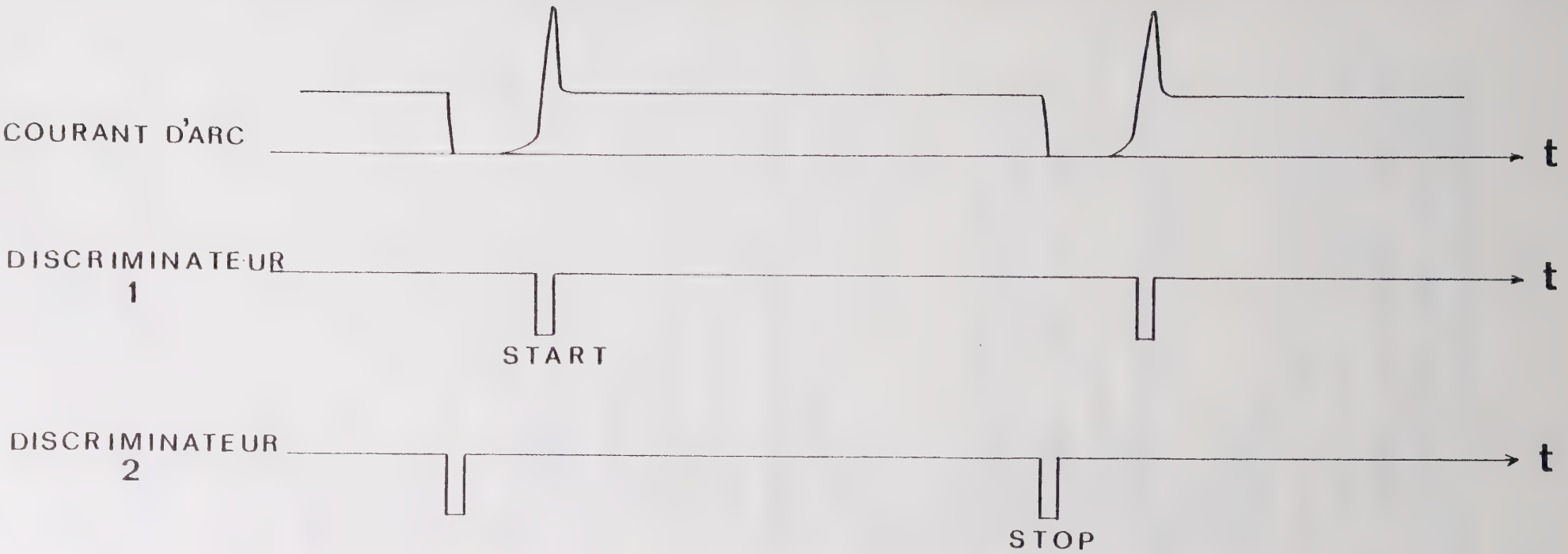


Fig. 4.4 Diagramme du fonctionnement du système des mesures

Dans ce montage il faut tenir compte de la possibilité de redéclenchement de l'appareil multi-échelle par un autre signal "START". Pour éviter le redéclenchement, on utilise un oscilloscope (base de temps A) qui bloque l'entrée "STOP" pendant le temps de balayage ajusté en fonction de l'horloge déterminant l'avance par canal. Le contenu de l'appareil multi-échelle (spectrozoom SZ 82) est perforé sur bande de papier et est traité ensuite à l'aide d'un ordinateur.

4.3. Calculs du taux d'extinction d'arc et de la durée moyenne de vie d'arc.

Un histogramme est montré sur la figures 4.5 . En divisant le contenu de chaque canal par le nombre total des impulsions "START", on obtient l'histogramme de la probabilité dP(t), que l'arc ne se coupe pas pendant l'intervalle (o,t) et se coupe dans l'intervalle (t,t+dt)

$$dP(t) = P_o(t)\ dR(t) \qquad (4.1)$$

où

dP(t) probalilité que l'arc fonctionne sans extinctions dans l'intervalle (o,t) et se coupe entre t et t+ dt

$P_o(t)$ probabilité que l'arc fonctionne sans extinction entre o et t

dR(t) probabilité que l'arc se coupe entre t et t+dt .

Cette dernière probabilité est le produit du taux d'extinction d'arc A(t) et de l'intervalle de temps dt qui est égal au temps entre deux canaux voisins de l'analyseur SZ 82.

$$dR(t) = A(t)\ dt \qquad (4.2)$$

En substituant (4.2) en (4.1) on trouve que

$$A(t) = \frac{dP(t)}{P_o dt} \qquad (4.3)$$

D'autre part en s'appuyant sur la signification physique de deux probabilités dP(t) et P_o on peut écrire :

$$P_o = 1 - \int_o^t dP(t) \qquad (4.4)$$

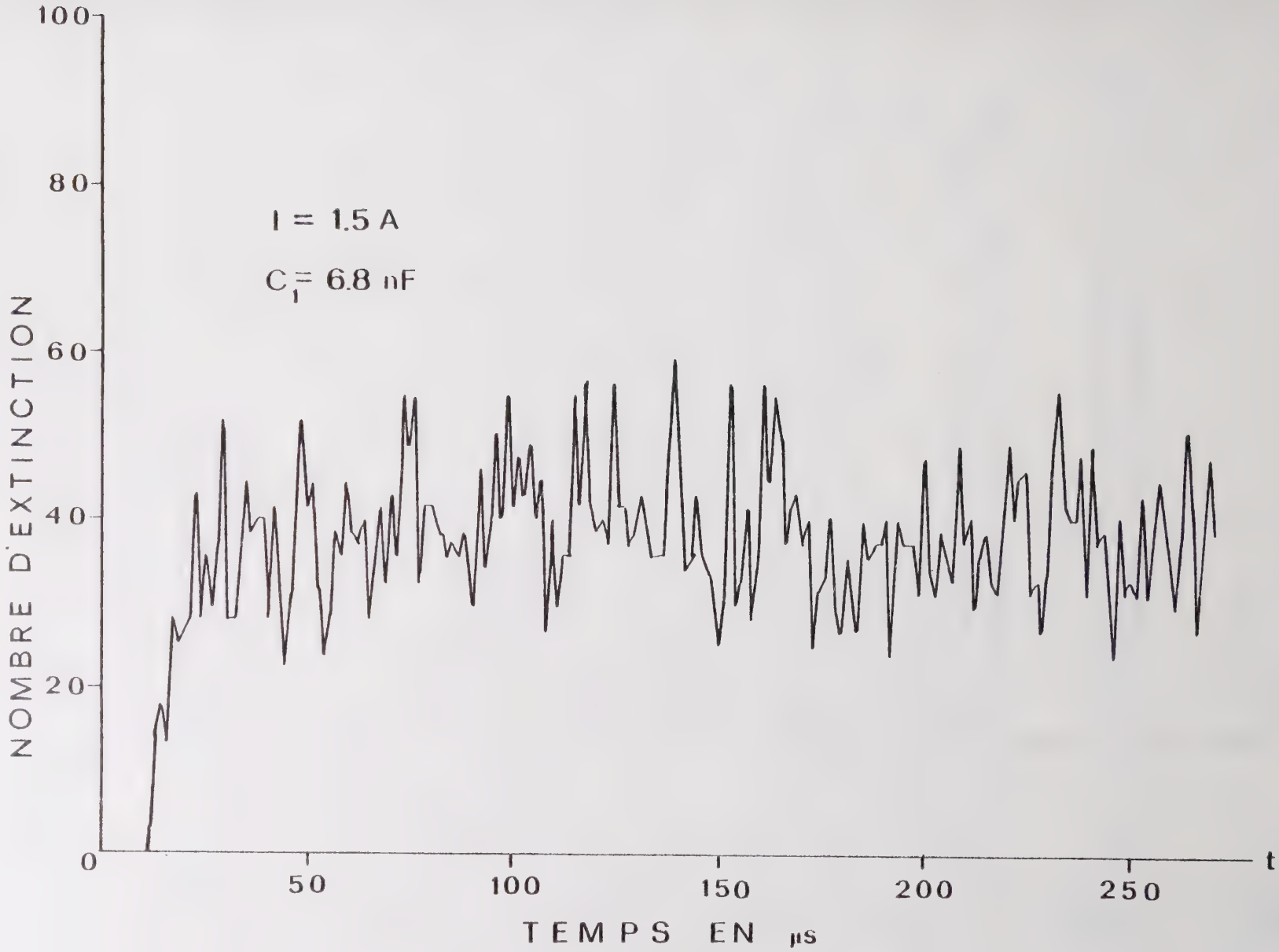


Fig. 4.5 Histogramme des extinctions d'arc ; nombre d'extinctions en fonction du temps après le réallumage.

donc pour A(t) on trouve :

$$A(t) = \frac{\frac{dP}{dt}}{1 - \int_0^t dP(t)} \qquad (4.5)$$

L'ordinateur lit les bandes perforées des histogrammes et effectue les calculs nécessaires selon (4.5) pour obtenir le taux d'extinction A en fonction du temps.

Dans le cas des arcs avec électrodes en cuivre électrolytique, le taux d'extinction A(t) varie dans l'intervalle de temps qui suit un allumage, puis reste constant au-delà de 500 μs (fig. 4.6).

Le taux d'extinction, au début, juste après le réallumage de l'arc (o,t_o) est nul. (Le point a été vérifié dans une expérience où on a accumulé 4.10^6 signaux d'allumage). La durée de cet intervalle dépend de la capacité C_1 du circuit (fig. 4.2).

Après un certain temps t_0, qui est de l'ordre de quelques centaines de microsecondes, le taux d'extinction ne dépend plus ni du temps, ni de la capacité C_1 du circuit. Le taux d'extinction dépend alors seulement du courant d'arc. Le fait que le taux d'extinction soit constant signifie que le processus d'extinction est aléatoire et on peut le caractériser par une distribution normale des événements. Dans l'annexe 1 nous montrons que l'intervalle moyen entre deux extinctions successives $\langle T \rangle$ peut être exprimé de la façon suivante

$$\langle T \rangle = \frac{1}{A} \cdot \left[1 + O (A_{max} \cdot t_0) \right] \qquad (4.7)$$

En prenant les valeurs de A max et t_0 à partir de la figure 4.6, on voit qu'on peut exprimer la durée de vie d'un arc par $\langle T \rangle = A^{-1}$ avec une précision de 4 %.

Les valeurs de la durée moyenne de vie d'un arc $\langle T \rangle$ en fonction du courant sont portées sur la figure 4.7. (les triangles)

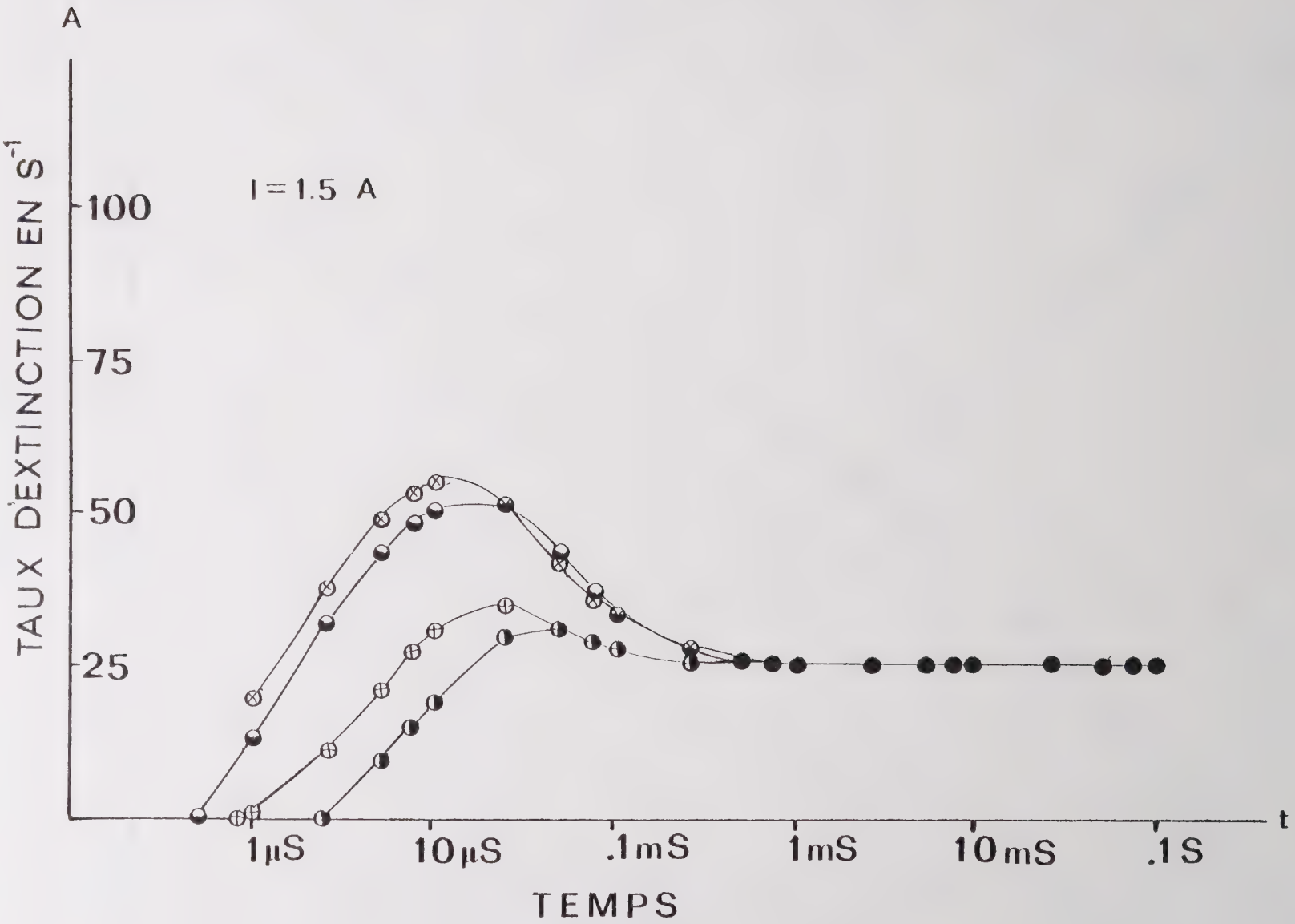
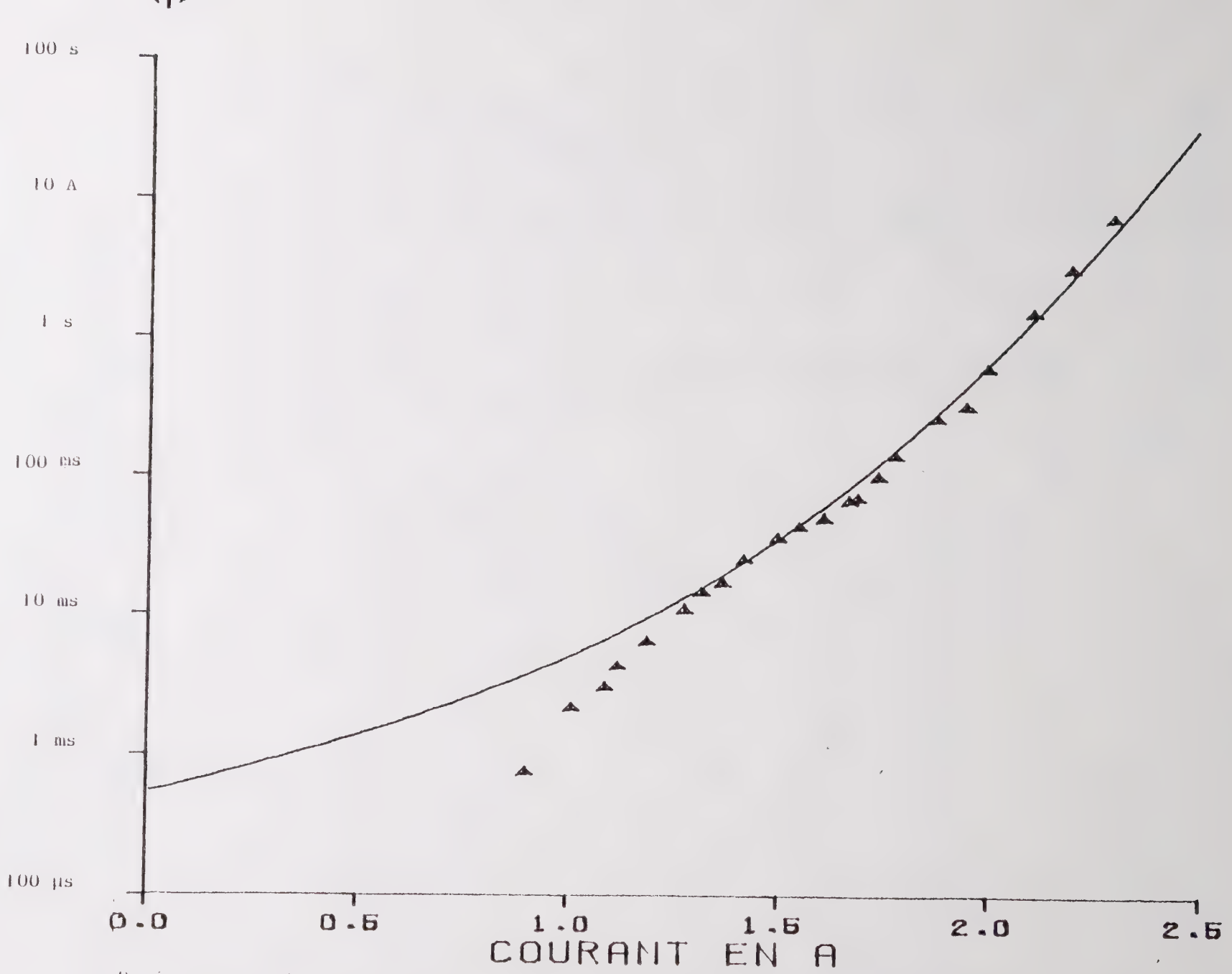
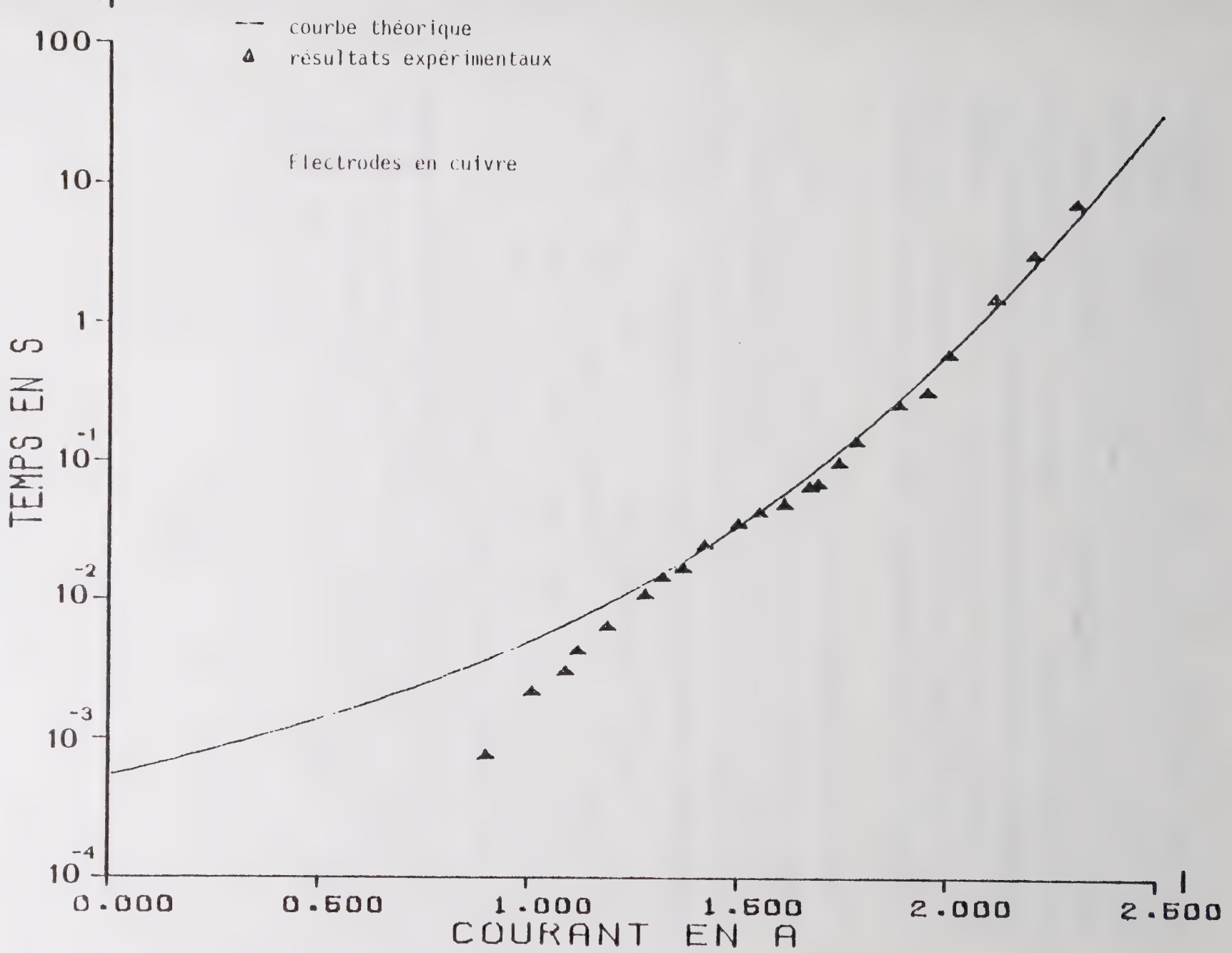


Fig. 4.6 Taux d'extinction en fonction du temps après le réallumage

⊗ c = 1 nF ◒ c = 2,2 nF ⊕ c = 4,7 nF ◑ c = 6,8 nF



Durée moyenne de vie d'un arc en fonction du courant (▲ résultats expérimentaux) Electrode en cuivre


courbe théorique
résultats expérimentaux
Electrodes en cuivre
TEMPS EN S
100
10
1
10^-1
10^-2
10^-3
10^-4
0.000
0.500
1.000
1.500
2.000
2.500
COURANT EN A

Il faut noter que les courants d'arc pour lesquels on peut effectuer les mesures ont, d'une part une limite inférieure : au-dessous de 1 A l'arc ne peut pas se réallumer après la première extinction. Cette limite dépend de tension d'alimentation qui est de 350 V dans notre expérience. On peut abaisser ce courant limite en augmentant la tension d'alimentation. D'autre part, il existe aussi une limite supérieure : en augmentant le courant, l'intervalle entre deux extinctions successives devient si important que les mesures du temps moyen de vie de l'arc sont impossibles (pour le courant de 2,7 A, il faut quelques 6 heures pour enregistrer 100 extinctions).

4.4.Modèle du fonctionnement d'un site émissif

Notre but consiste à expliquer la dépendance de la durée de vie d'un arc du courant d'arc en faisant appel à un modèle du fonctionnement d'un site émissif [BAR] . D'autre part,un modèle doit nous permettre de comprendre le mécanisme de base des extinctions des arcs électriques.

Il faut noter que le phénomène étudié - c'est-à-dire les extinctions de l'arc électrique - est lié aux phénomènes cathodiques, car un changement du matériau de la cathode a une très grande influence sur les résultats de mesures statistiques, les mêmes changements sur l'anode ne modifient pas du tout ou très peu les résultats statistiques.

1) Par hypothèse, nous supposerons que le nombre moyen de sites émissifs est proportionnel au courant d'arc. Autrement dit, le nombre de sites émissifs s'établit de telle façon que le courant par site émissif soit une constante qui caractérise les propriétés des spots. Donc on peut écrire :

$$\langle n \rangle = \frac{I}{\langle i \rangle} \qquad (4.8)$$

où

$\langle n \rangle$ nombre moyen de sites émissifs

I courant d'arc

$\langle i \rangle$ courant moyen par site

Cette hypothèse est confirmée expérimentalement [HOY].
D'autre part, d'après le principe de minimum de Steenbeck [STE] le nombre des spots fonctionnant sur la surface cathodique est telle que la tension

entre les électrodes est minimale. On peut facilement montrer [HOY] , que cela conduit à une condition :

$$\frac{I}{\langle n \rangle} = \text{const}$$

Chaque naissance ou extinction du site nous définit un intervalle de mesure.

Soit

n_0 nombre d'intervalles avec 0 site (nombre d'extinctions de l'arc)

n_1 nombre d'intervalles avec 1 site

...

n_k nombre d'intervalles avec k sites

...

N nombre total d'intervalles.

Introduisons maintenant la probabilité d'avoir k sites simultanément

$$P_k = \frac{n_k}{N} \qquad (4.9)$$

2) Comme deuxième hypothèse, nous supposerons que les sites sont indépendants et l'extinction ou la naissance d'un site n'agit pas sur le comportement des autres sites. Les hypothèses faites perdent probablement leur validité quand le nombre de sites est proche de 1. En prenant en compte ces hypothèses et les résultats de l'expérience citée ci-dessus qui montre que l'extinction d'un arc est un processus poissonien, on peut écrire pour la probablilté introduite d'après (4.9)

$$P_k = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \exp\left\{ - \frac{\left(k - \frac{I}{\langle i \rangle} \right)^2}{2\sigma^2} \right\} \qquad (4.10)$$

où P_k probabilité d'avoir k sites simultanément

$\frac{I}{\langle i \rangle}$ nombre moyen de sites fonctionnant simultanément pour le courant d'arc I

σ constante de normalisation de la distribution poissonienne.

Introduisons maintenant le temps moyen de vie d'un site $\langle \tau \rangle$. Dans ce cas un régime avec k sites fonctionnant simultanément dure en moyenne $\frac{\langle \tau \rangle}{k}$, car la probabilité du changement de régime augmente k fois. (Les sites sont indépendants par hypothèse). Alors, la durée totale du régime avec k sites émissifs est

$$t_k = \frac{\langle \tau \rangle n_k}{k} \qquad (4.11)$$

et la durée totale de l'expérience est égale à

$$t = \langle \tau \rangle_e n_0 - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\langle \tau \rangle n_k}{k} \qquad (4.12)$$

où n_0 est le nombre total des coupures pendant l'expérience

$\langle \tau \rangle_e$ est l'intervalle moyen entre une extinction et un réallumage successif. Cette valeur dépend du circuit d'alimentation de l'arc. Dans notre expérience $\langle \tau \rangle_e = (1.2 \pm 0.1)\,\mu s$.

La durée moyenne de vie d'un site émissif $\langle \tau \rangle$ introduite ci-dessus est une fonction du courant par site. Quand un site émissif fonctionne, il y a deux facteurs qui déterminent la durée de vie d'un site : l'usure naturelle du matériau des électrodes et la température d'un site.

Si le courant par site est élevé, le taux d'usure augmente (flanc droit de la courbe, fig. 4.8). Le site doit émettre plus d'électrons par unité de temps. D'autre part quand le courant est trop faible (flanc gauche de la courbe, fig. 4.8), le site ne peut pas exister longtemps car la température du site qui est en relation directe avec le courant par site, devient trop faible pour entretenir l'émission. Le temps de vie d'un site en fonction

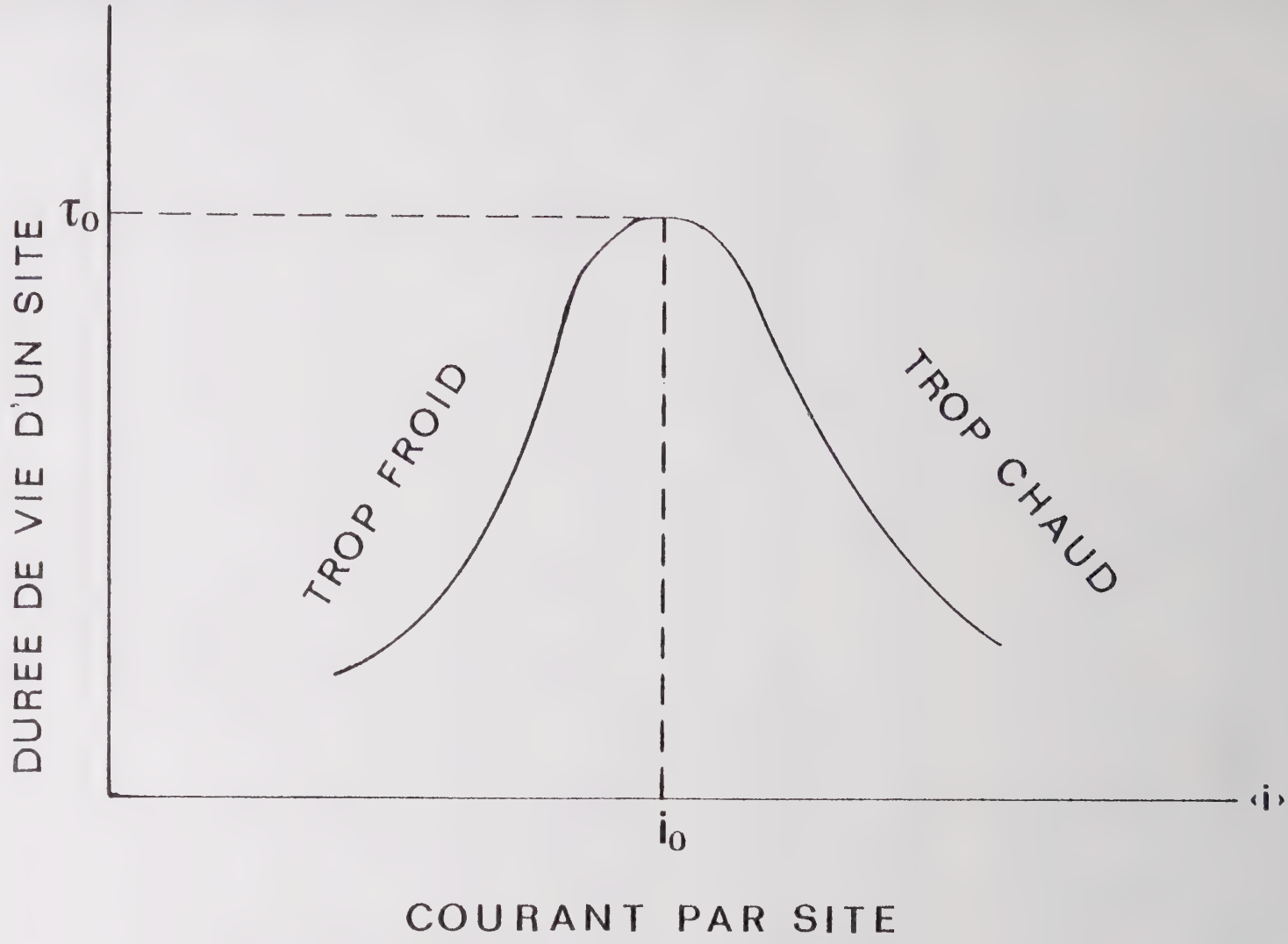


Fig. 4.8 Durée de vie d'un site en fonction du courant par site (présentation schématique)

du courant par site peut être représenté par une fonction à un maximum, et ce maximum correspond au courant optimal par site i_o. Quand il y a plusieurs sites émissifs fonctionnant simultanément, le nombre moyen de sites est déterminé par le rapport entre le courant total et le courant optimal par site

$$\langle \tau \rangle = \tau_o \qquad \langle i \rangle = i_o \tag{4.13}$$

en accord avec la première hypothèse émise. Ce courant optimal est donc le courant moyen par site.

Dans le cadre du modèle développé, on peut calculer la durée moyenne de vie d'un arc qui correspond à la valeur $\langle T \rangle$ introduite par l'expression (4.7)

$$\langle T \rangle = \frac{t - \langle \tau \rangle_e n_o}{n_o} \tag{4.14}$$

Après la substitution de (4.12) en (4.14) on obtient :

$$\langle T \rangle = \langle \tau \rangle \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{P_k}{k}}{D_o} \tag{4.15}$$

Finalement, en utilisant (4.10) et(4.13) on peut obtenir l'expression pour $\langle T \rangle$ dans la forme suivante :

$$\langle T \rangle = \tau_o \exp\left\{\frac{\left(\frac{I}{i_o}\right)^2}{2\sigma^2}\right\} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\exp\left\{-\frac{\left(k - \frac{I}{i_o}\right)^2}{2\sigma^2}\right\}}{k} \tag{4.16}$$

L'équation (4.16) qui décrit la durée moyenne de vie d'un arc (durée moyenne entre deux extinctions successives) en fonction du courant d'un arc, contient trois paramètres : i_o (courant moyen par site émissif), τ_o (temps moyen de vie d'un site) et σ (constante de normalisation de la distribution).

En variant ces trois paramètres [1] on peut rechercher la courbe qui s'accorde le mieux avec la courbe expérimentale de la figure 4.7. Sur la figure 4.8 la ligne continue montre la courbe calculée, les points expérimentaux sont marqués par des triangles. Les paramètres de cette courbe théorique sont les suivants :

$$\begin{aligned} \sigma &= 1.418 \\ i_o &= 0.37\ A \\ \tau_o &= 5.3 \cdot 10^{-4}\ s \end{aligned} \qquad (4.17)$$

La durée de vie d'un arc à cathode froide d'après l'équation (4.16) est le produit de deux fonctions :

$$\tau_o \, EXP\left\{ \frac{1}{2\sigma^2} \left(\frac{1}{i_o} \right)^2 \right\} \quad \text{et} \quad \sum_{k=1}^{\infty} \frac{EXP\left\{ - \frac{\left(k - \frac{1}{i_o} \right)^2}{2\sigma^2} \right\}}{k}$$

La deuxième fonction varie assez peu (elle est à peu près inversement proportionnelle au courant) en fonction du courant d'arc I par rapport à la première fonction. On peut donc constater que log $\langle T \rangle$ est pratiquement proportionnel à I^2. Dans la littérature [BJA, GRAY, par exemple] les données sur la durée des arcs en fonction du courant d'arc mesurées en particulier dans les relais télégraphiques, à l'ouverture des contacts, sont approximées le plus souvent par une loi exponentielle en fonction du courant, c'est-à-dire les courbes avec log $\langle T \rangle$ proportionnel à I.

Il est intéressant de noter que d'après la figure 4.7., la valeur de la durée moyenne de vie d'arc pour le courant i_0 est proche de la durée moyenne de vie d'un site. Effectivement, étant donné que, dans ces conditions, la probabilité d'avoir deux ou plus de sites émissifs fonctionnant simultanément est faible par rapport à la probabilité d'avoir un seul site, la durée moyenne de vie d'un arc est proche de celle d'un site. On voit que que les valeurs expérimentales et les valeurs calculées d'après l'expression (4.16) sont en bon accord pour les courants $I > 1,5$ A. Le nombre moyen de sites correspondant à ce courant est égal à $n = 4$.

Pour les courants inférieurs à 1,5 A, le temps de vie d'un arc mesuré est plus faible que la valeur calculée d'après l'équation (4.16). Cela signifie que, pour un courant $I < 1,5$ A, le temps moyen de vie d'un site $\langle \tau \rangle$ commence à diminuer, il n'est plus égal à τ_0. (voir courbe 4.8)

Le modèle proposé peut être appliqué pour calculer le courant moyen par site et le temps de vie moyen d'un site à partir des mesures de durée moyenne de vie d'un arc en fonction du courant. De telles mesures ont été effectuées par Ben Jemaa [BEJ] et Gray et Pharney [GRAY] . Sur les figures 4.9-11, les triangles représentent les valeurs expérimentales prises par [BJE, GRAY] , et les courbes sont tracées d'après l'équation (4.16) avec les paramètres de i_0 et τ_0 qui sont donnés dans le tableau ci-dessous, $\mathcal{T}$ étant pris avec les mêmes considérations que plus haut. Le bon accord des points expérimentaux avec la courbe théorique justifie nos hypothèses.

(1) Le programme des calculs est placé dans l'Annexe 2.

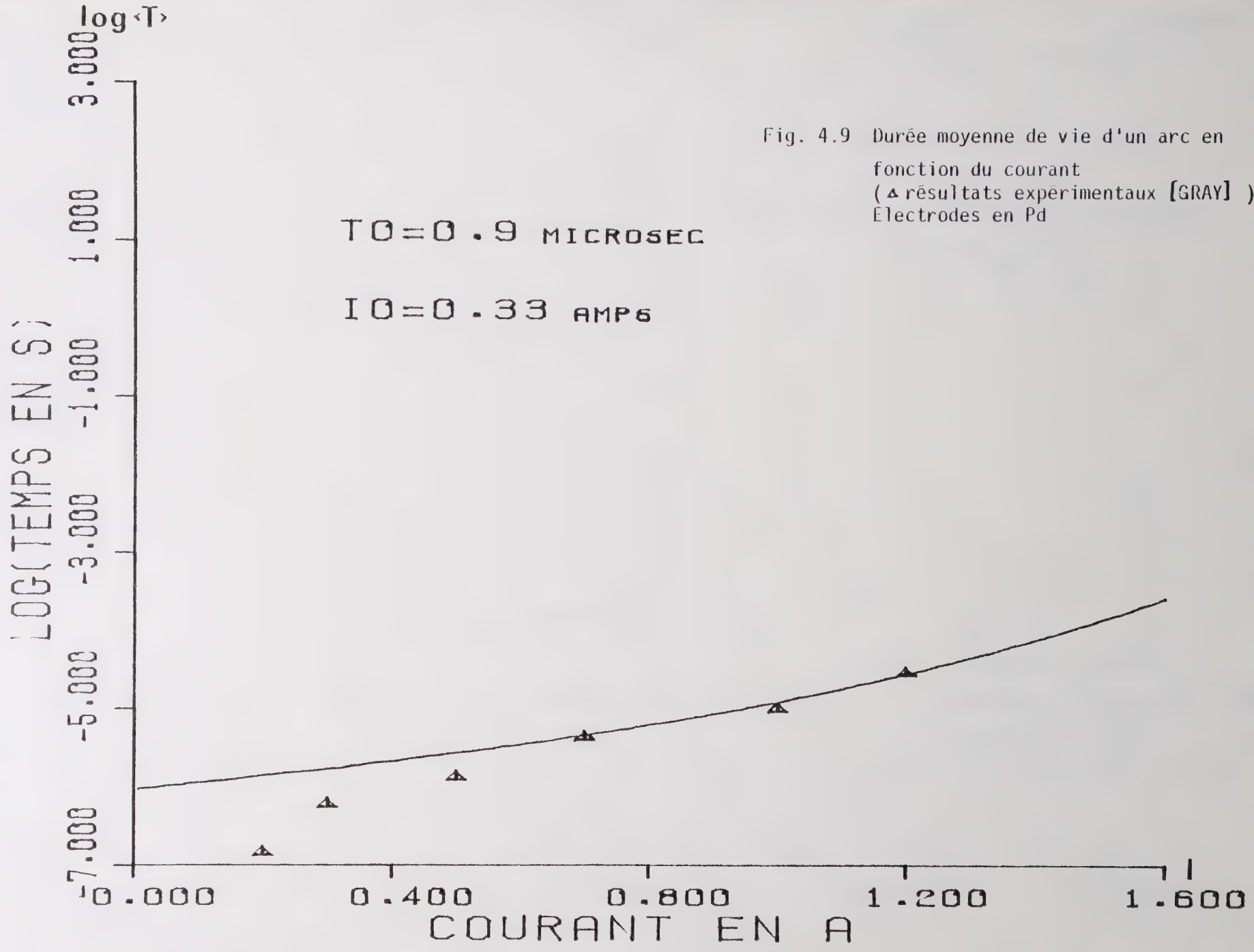


Fig. 4.9 Durée moyenne de vie d'un arc en fonction du courant
(▲ résultats expérimentaux [GRAY])
Electrodes en Pd

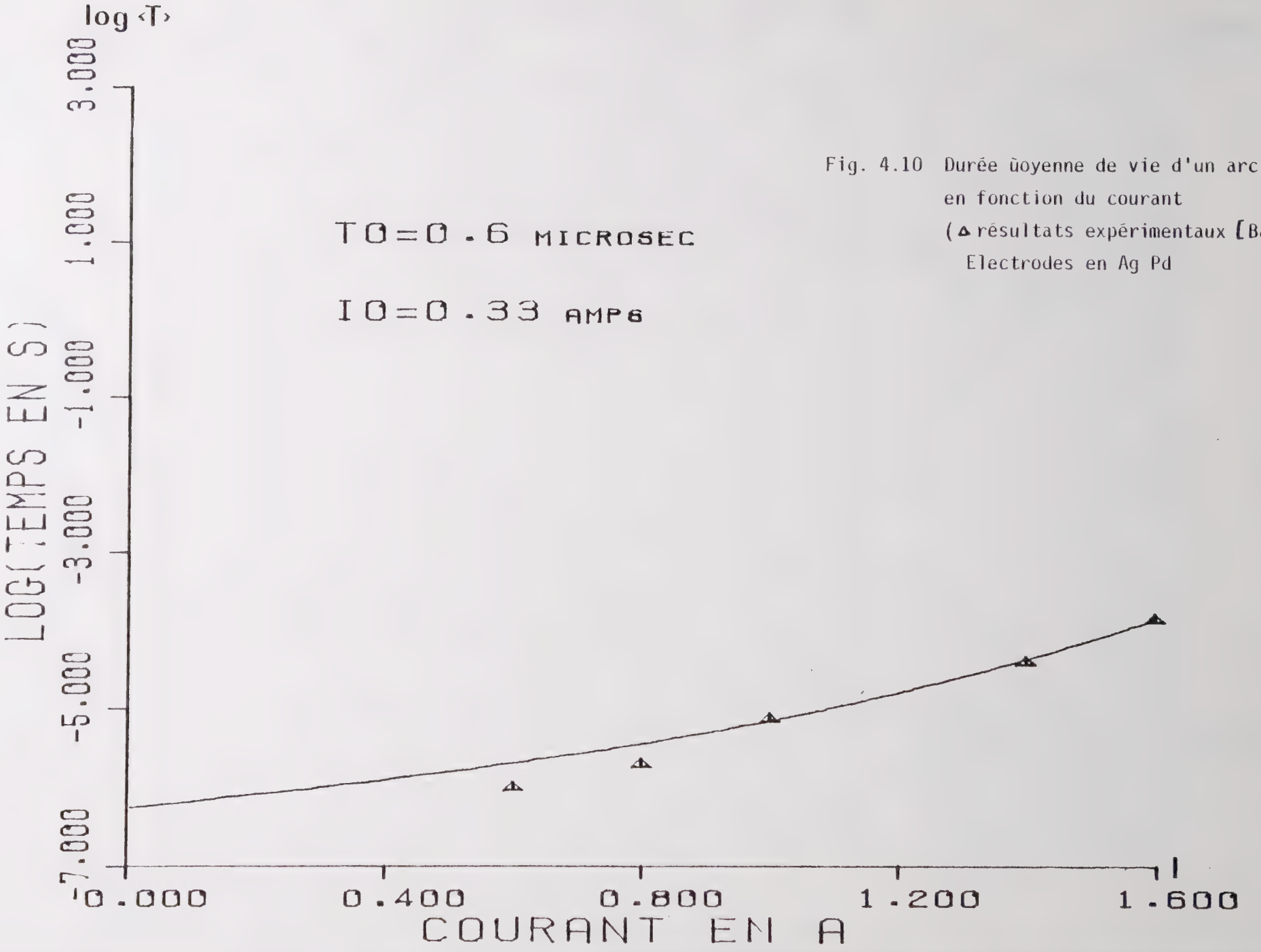


Fig. 4.10 Durée ùoyenne de vie d'un arc
en fonction du courant
(▵ résultats expérimentaux [BJA])
Electrodes en Ag Pd

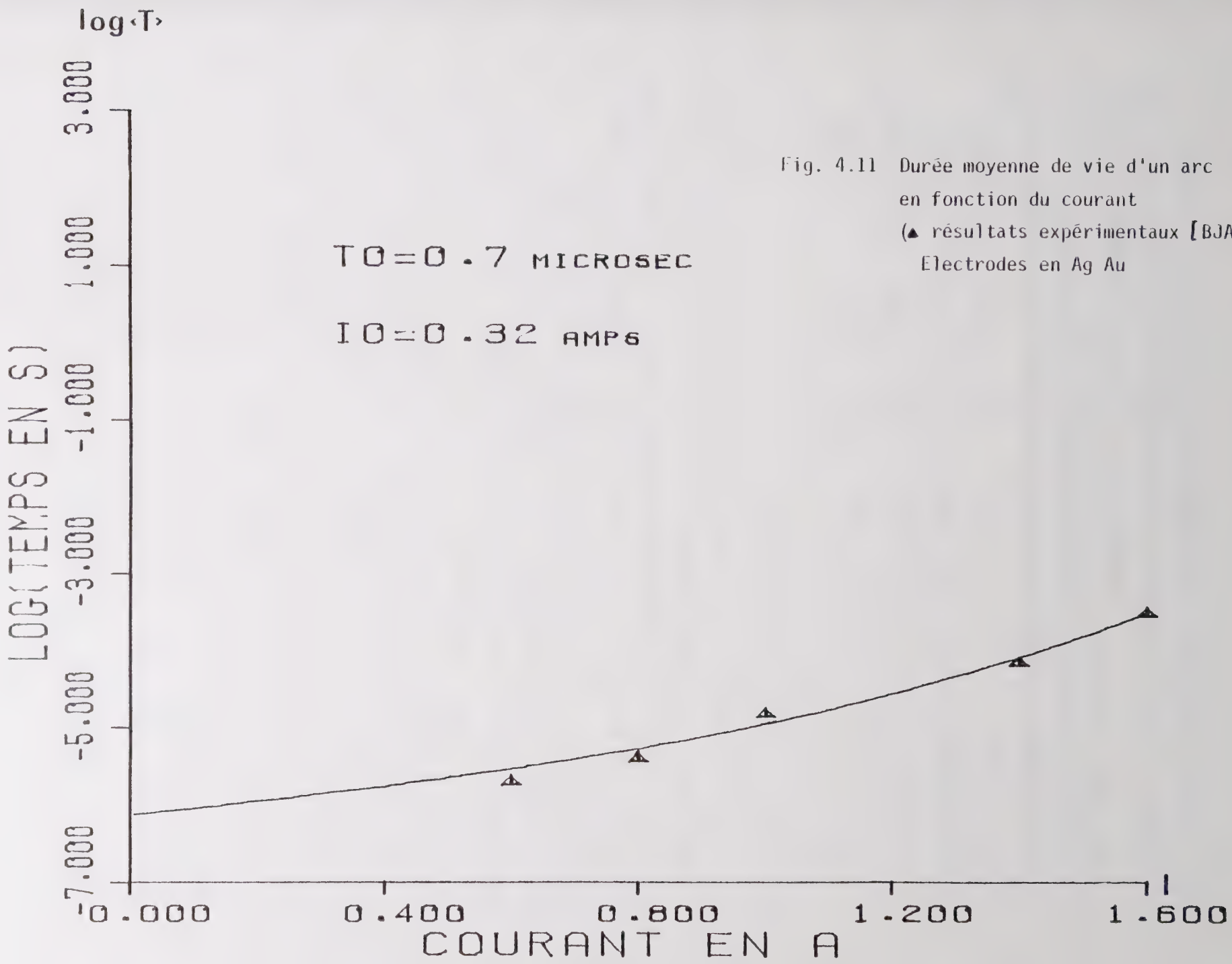


Fig. 4.11 Durée moyenne de vie d'un arc
en fonction du courant
(▲ résultats expérimentaux [BJA])
Electrodes en Ag Au

TABLEAU

Matériau des électrodes	Temps de vie d'un site en μs (valeur moyenne)	Courant par site en A (valeur moyenne) i_o	Référence
Ag Pd (70/30)	0,6	0,33	[BJA]
Ag Au (90/10)	0,7	0,32	[BJA]
Pd	0,9	0,33	[GRAY]
Cu	530	0,37	travail présent

On peut constater que la valeur du courant par site émissif est presque la même pour les différents matériaux utilisés. On peut en déduire que le courant par site est une constante caractéristique des arcs à cathode froide. Par contre, le temps de vie moyen d'un site varie beaucoup selon la nature des électrodes : il est beaucoup plus faible pour les métaux nobles ($\sim 1\ \mu s$), que pour le cuivre (~ 0.5 ms). D'après l'estimation faite dans [DRO] , ce temps de vie est de l'ordre de $1\ \mu s$ pour les arcs (électrode Cu) qui sont déplacés par champ magnétique. La valeur du courant par site est égale à 0.6 A [DRO] , valeur voisine de celle que nous avons calculée d'après notre modèle. D'après [GUI 1] le courant par site est égal à 11 mA, donc environ 30 fois plus faible ; le temps de vie moyen est aussi très réduit (quelques nanosecondes). On peut comprendre cette différence si l'on tient compte des conditions expérimentales. Les arcs étudiés ici sont des arcs quasi-stationnaires, les sites sont alimentés de façon continue et les extinctions spontanées que l'on observe reflètent l'instabilité interne des arcs. Dans les expériences décrites dans [GUI 1] les extinctions des sites sont provoqués par la diminution du courant (les arcs sont produits par les impulsions de tension rectangulaire de durées variables). Dans ces conditions, les sites émissifs sont relativement froids, le courant par site et le temps de vie sont alors beaucoup plus faibles que dans le cas des arcs quasi-stationnaires, ce qui est compatible avec notre modèle.

La mesure du courant par site émissif permet en principe d'évaluer la densité du courant dans un site cathodique en supposant connue la surface émissive d'un site.

Nous avons observé au microscope électronique à balayage une surface cathodique et mesuré le diamètre des traces engendrées par l'érosion due à l'arc.

Pour un diamètre moyen des traces de 0.3 μm, la valeur de la densité du courant dans un site cathodique est de 5.10^{12} A.m^{-2}. Cette valeur est intermédiaire entre celles de Guile ($1.4.10^{12}$ A.m^{-2}) et de Drouet(10^{14} A.m^{-2}).

CHAPITRE 5

FLUCTUATIONS DE TENSION D'ARC

5.1. Dispositif expérimental

Le fonctionnement de l'arc est accompagné des fluctuations de tension entre ses bornes. Leur amplitude moyenne dépend du courant : elle devient plus faible quand le courant augmente. Dans le cas d'un arc avec un courant de l'ordre de 1 A, les fluctuations de tension d'arc sont de l'ordre de 5 % de la valeur de la tension d'arc.

Pour étudier les propriétés statistiques de ce phénomène on utilise la méthode d'autocorrélation. Le schéma de l'expérience est le suivant (fig. 5.1).

Pour détecter les fluctuations de tension d'arc on utilise un transformateur d'isolement à haute impédance ($> 5\ k\Omega$) et large bande passante (≈ 200 kHz) qui sépare électriquement le circuit d'arc et le circuit de mesure.

Un circuit d'amplification et d'écrêtage est indispensable pour supprimer les signaux de coupures et d'amorçage d'arc qui ont une amplitude beaucoup plus grande que les fluctuations de tension.

Le corrélateur utilisé est un corrélateur en temps réel du type (CTR 100, marque Schlumberger) qui effectue le calcul des fonctions d'auto et d'intercorrélation en 100 points. Le retard total peut varier de 50 μs à 45 secondes. La constante de temps d'intégration qui est choisie en fonction du spectre de fréquence des signaux à analyser et de la précision recherchée peut être égale à 0,1 - 1 - 10 - 100 s. Nous avons choisi 10 secondes.

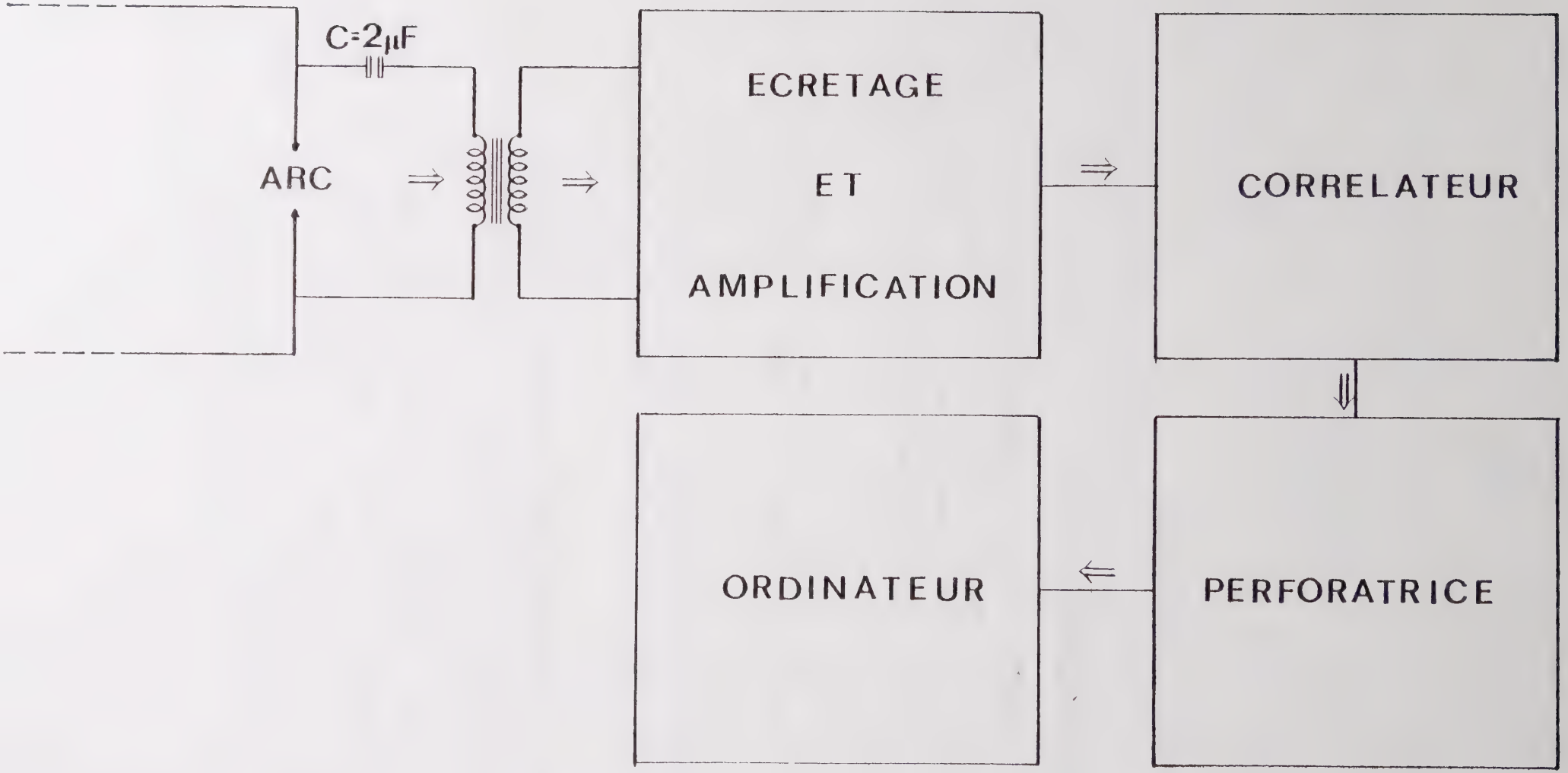


Fig. 5.1 Schéma expérimental

Les fonctions de corrélation calculées par le corrélateur CTR 100 A s'explicitent pour T suffisamment grand :

$$\varphi_{xy}(\tau) = \frac{1}{T}\int_0^T x(t)\, y(t-\tau)\, dt$$

où x(t) et y(t) sont les signaux à corréler. L'auto-corrélation consiste à prendre le même signal pour x et y. Mentionnons quelques propriétés de la fonction d'auto-corrélation.

La fonction d'auto-corrélation (y=x) :

- est paire $\varphi_{xx}(\tau) = \varphi_{xx}(-\tau)$ le maximum à l'origine

$\varphi_{xx}(0) = \frac{1}{T}\int_0^T x^2(t)\, dt$ représente la valeur quadratique moyenne du signal x (t)

- a un spectre énergétique de fréquences identique à celui du signal x (t)
- a un spectre de phase identiquement nul
- a pour transformée de Fourier le spectre de densité de puissance

$$\Phi_{xx}(f) = \int_0^\infty \varphi_{xx}(\tau) \cos 2\pi f \tau\, d\tau$$

Un auto-corrélogramme typique enregistré suivant le schéma (5.1) est montré sur la figure 5.2.

Cette courbe peut être approximée par une courbe exponentielle $A \exp\left(-\frac{2\tau}{M}\right)$. Cette forme de fonction d'auto-corrélation (5.1) correspond [BER] à un processus poissonien avec un intervalle moyen entre deux fluctuations successives qui est égal à M. L'expérience effectuée montre que la valeur de M est une fonction du courant d'arc. Les courbes expérimentales de fonction d'auto-corrélation sont approximées à l'origine par une exponentielle (5.1) dont la valeur de paramètre M est portée sur la figure 5.3. (les ronds)

5.2. Origine des fluctuations de tension d'arc

Pour expliquer les résultats expérimentaux et comprendre l'origine des fluctuations de tension d'arc ("bruit d'arc") faisons appel au modèle du

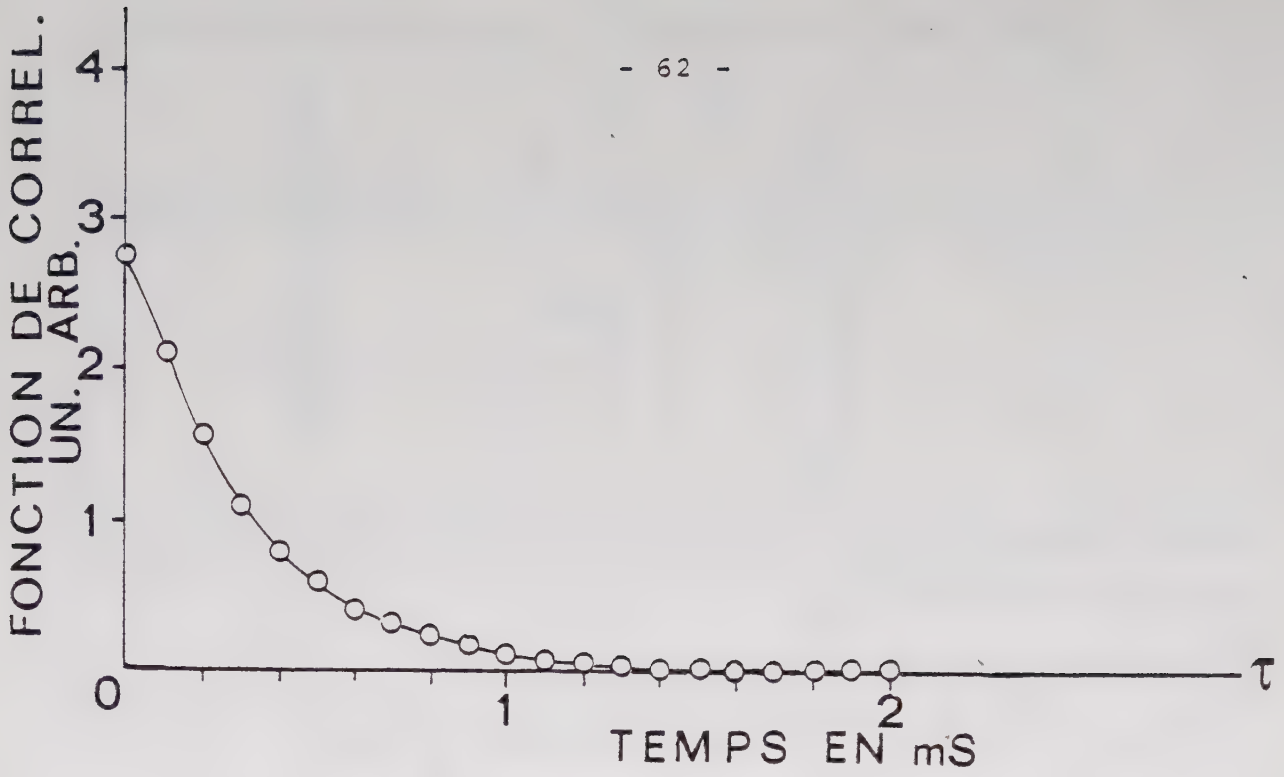


Fig. 5.2 Auto-corrélogramme des fluctuations de tension entre les électrodes

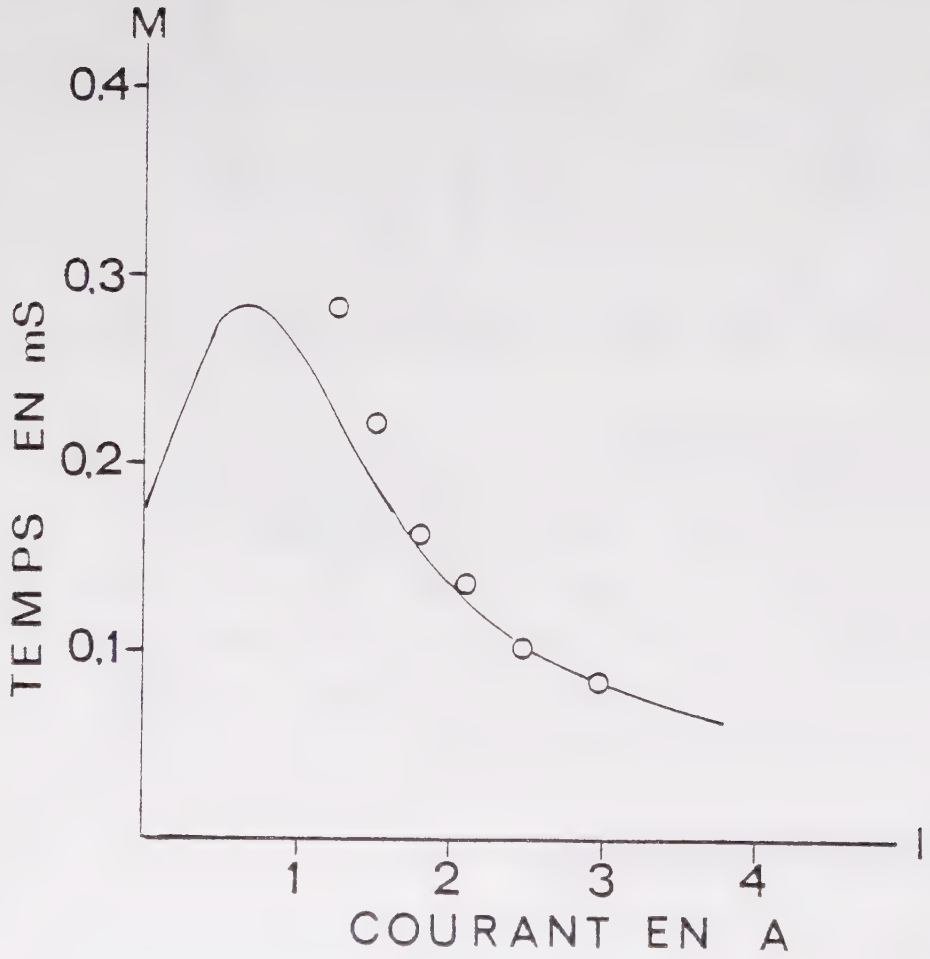


Fig. 5.3 Intervalle moyen entre deux fluctuations successives en fonction du courant d'arc (O résultats expérimentaux) Electrodes en cuivre — courbe théorique.

fonctionnement d'arc développé dans le chapitre précédent. Ce modèle nous permet de calculer l'intervalle moyen entre deux changements successifs du régime d'arc (*). Le régime d'arc avec k sites qui fonctionnent simultanément dure en moyenne M_k

$$M_k = \frac{\tau_0}{k} \qquad (5.2)$$

car comme cela a été expliqué, d'après l'hypothèse (2) du chapitre 4, chaque site est indépendant.

D'autre part la probabilité d'avoir k sites simultanément est donnée par l'expression (4.10)

$$P_k = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \exp\left\{ - \frac{\left(k - \frac{I}{\tau_0}\right)^2}{2\sigma^2} \right\}$$

Dans ces conditions la durée moyenne de vie entre deux changements successifs du régime d'arc est

$$M = \bar{M}_k = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\tau_0 P_k}{k} \qquad (5.3)$$

Chaque changement du régime est lié à une naissance ou à une extinction d'un site émissif. Ce changement doit provoquer des petites fluctuations de tension dans la chute cathodique qui représente la plus grande partie de la de tension entre les électrodes.

(*) Sous le terme "régime d'arc" on comprend le mode de fonctionnement d'arc avec un nombre de sites émissifs cathodiques défini et constant. Le changement de ce nombre de sites change les paramètres du régime d'arc, et particulièrement la tension entre les électrodes.

Revenons maintenant à l'expérience exposée dans le paragraphe 5.1., dans laquelle on a mesuré le temps moyen entre deux changements successifs de la tension aux bornes de l'arc. Si l'on attribue chaque changement de cette tension à une naissance ou à une extinction d'un site émissif, alors la valeur de M déterminée expérimentalement (en accord avec 5.1) et la valeur de M (l'expression 5.3) sont identiques. Sur la figure 5.3 la courbe théorique de M (5.3) (ligne continue) s'ajuste bien avec les points expérimentaux marqués par les ronds pour les courants supérieurs à 1,5 A. Ce courant représente la valeur limite de la validité du modèle développé comme cela a déjà été le cas au chapitre précédent. Remarquons que pour les courants $I > 2$ A, la courbe théorique (5.3) coïncide pratiquement avec la courbe

$$M = \frac{q}{I} \qquad (5.4)$$

où $q = \tau_0 \cdot I_0$ est une constante caractéristique qui est égale à la charge totale délivrée en moyenne par site.

Ce bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales obtenues avec deux méthodes différentes* renforce le modèle du fonctionnement des sites émissifs et permet d'expliquer l'origine du "bruit"d'arc : chaque naissance ou extinction d'un site émissif provoque un saut de tension entre les électrodes de l'arc.

5.3. Détermination du temps moyen de vie d'un site pour les arcs entre électrodes en argent

Dans le chapitre précédent nous avons vu, qu'en mesurant le temps de vie moyen des arcs en fonction du courant, on peut en déduire le courant moyen par site et le temps de vie d'un site. Ces mesures peuvent être effectuées, si l'alimentation électrique est telle qu'après une extinction spontanée l'arc se réallume sans intervention extérieure. Pour les arcs entre électrodes en argent, l'alimentation utilisée n'était pas suffisante pour réallumer

* (1) statistique des extinctions (ch. 4)
(2) statistique des fluctuations (ch. 5)

l'arc après une extinction spontanée. Néanmoins, si on enregistre les fluctuations d'arc en utilisant le corrélateur, on peut obtenir la durée moyenne entre deux changements successifs du régime d'arc M en fonction du courant d'arc. En utilisant l'expression (5.4) on peut en déduire la charge totale délivrée en moyenne par site q

$$q = M \cdot I \qquad (5.5)$$

Des courbes de corrélation analogues à (5.2) ont été enregistrées pour 3 valeurs du courant d'arc. On en déduit la durée moyenne entre deux changements successifs du régime d'arc représentéeen fonction du courant d'arc sur la figure 5.4. La constante q pour l'argent est donc égale à

$$q = (1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-5}\ C$$

Pour le cuivre cette constante est égale à 2.10^{-4} c.

Nous avons déjà vu que pour plusieurs matériaux d'électrodes le courant par site est une constante $(0{,}35 \pm 0{,}05)$A. Si l'on prend cette valeur pour l'argent, le temps moyen de vie d'un site est

$$\tau_0 \approx 40\ \mu s$$

c'est-à-dire 13 fois plus faible que pour le cuivre.

La faible durée des sites émissifs sur l'argent est probablement liée au fait que l'oxyde d'argent qui favorise l'émission électronique de la cathode a une température de décomposition très basse (300°C). Par contre, les oxydes de cuivre (Cu_2O et CuO) sont plus stables (température de fusion 1235 et 1326°C), donc les sites peuvent exister plus longtemps.

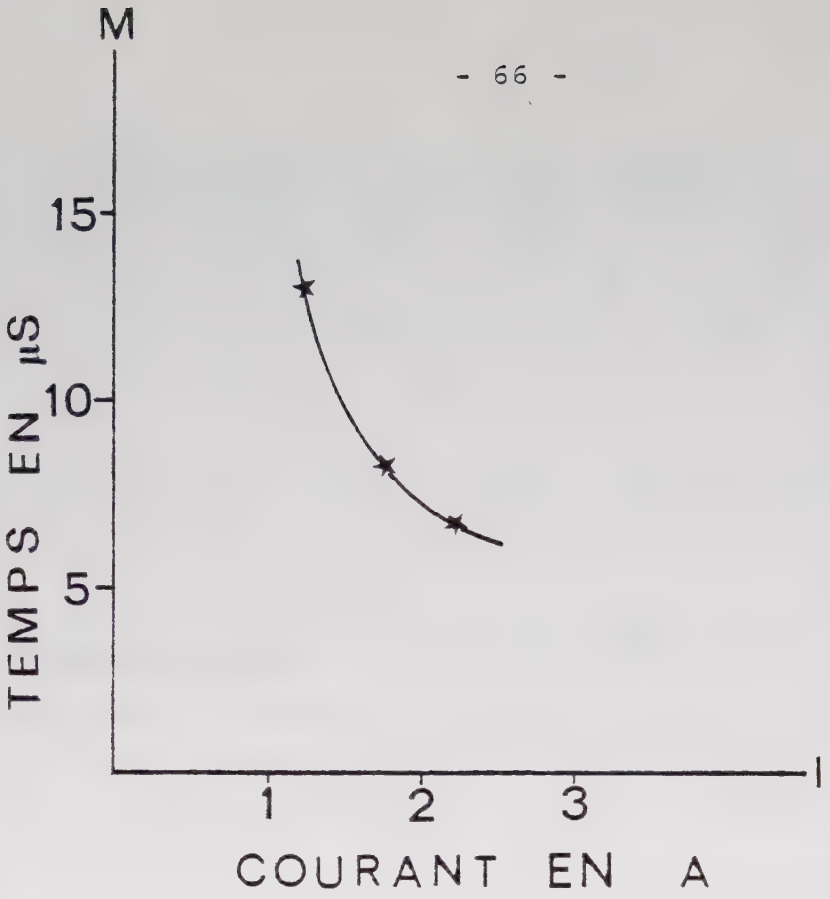


Fig. 5.4 Intervalle moyen entre deux fluc tuations successives en fonction du courant d'arc (★ résultats expérimentaux) Electrodes en argent

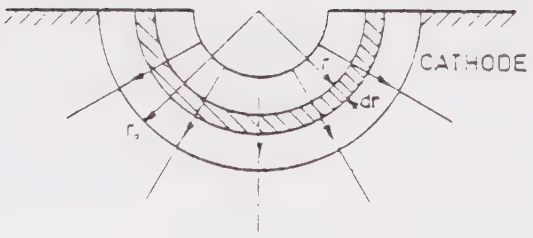


Fig. 5.5 Présentation schématique d'un cratère cathodique [DAA 2]

5.4. Erosion cathodique

Le courant moyen par site (i_0) et le temps moyen de vie d'un site (τ_0) déterminés plus haut sont les paramètres qui permettent l'évaluation du taux d'érosion. Le taux d'érosion E_r est défini comme la masse du matériau perdue divisée par la charge totale q transitée :

$$E_r = \frac{\Delta m}{q} \qquad (5.5)$$

On peut présenter raisonnablement [DAA 2, DRO] un cratère par un hémisphère (fig. 5.5) . En se développant un site émissif passe par les stades de formation, de fonctionnement et d'extinction, la formation correspond à l'explosion de l'aspérité qui émet le courant électronique au départ. Pendant son existence, le rayon du site augmente continuellement. Daalder [DAA2] a montré que les surfaces et volumes associés avec l'intervalle initial de formation sont beaucoup plus petits que les dimensions du cratère formé lors du fonctionnement du site. Par conséquent, la masse du matériau érodé pendant la formation d'un site peut être négligée par rapport à la masse lors du fonctionnement.

La masse du métal éjecté est associée au volume du cratère formé :

$$\Delta m = \frac{2}{3} \pi r_0^3 m_s \qquad (5.6)$$

où r_0 est le rayon moyen du cratère et m_s est la masse spécifique du matériau de la cathode. Etant donné que la charge totale moyenne transitée par un site émissif est :

$$q = i_0 \tau_0$$

on peut trouver le taux d'érosion

$$E_r = \frac{\frac{2}{3} \pi r_0^3 m_s}{i_0 \tau_0} \qquad (5.7)$$

Dans le cas général, le rayon moyen du cratère r_s dépend de plusieurs paramètres, notamment de la durée de vie du site, du matériau de la cathode, de l'atmosphère dans laquelle il fonctionne.

Analysant les arcs dans le vide, Daalder [DAA 2] a attribué le processus d'évaporation du métal à l'échauffement par l'effet Joule.

L'équation du bilan énergétique peut être formulée [DAA2] :

$$\frac{i_0^2 \rho}{2\pi r^2} - \frac{\partial}{\partial r}\left[2\pi r^2 K \frac{\partial T}{\partial r}\right] = 2\pi r^2 m_s C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.8)$$

où ρ est la résistance spécifique de la couche considérée
K est la conductivité thermique et
C_p est la chaleur spécifique du métal solide.

Au départ, pendant les premiers instants du processus, les dimensions du cratère sont petites et la conduction de la chaleur est faible. Aussi, on peut négliger la conduction thermique.

Pour le temps Δt_1 écoulé entre le moment de départ (température du métal et de T_0) et le moment où la température de fusion T_s est atteinte, on peut donc écrire

$$\Delta t_1 = \int_{T_0}^{T_s} \frac{(2\pi r)^2 m_s C_p}{i_0^2 \rho} \frac{dT}{(T-)} \quad (5.9)$$

Si le temps Δt_2 de fusion est inclus, on peut écrire :

$$\tau = \Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{(2\pi r^2)^2 m_s}{i_0^2} \left[\int_{T_0}^{T_s} \frac{C_p \, dT}{\rho(T)} + \frac{P_s}{\rho(T_s)} \right] \quad (5.10)$$

où P_s est la chaleur de fusion.

La résistance des métaux augmente avec la température (loi de Widemann-Franz-Lorentz) :

$$\rho(T) = \frac{L}{K} T \quad (5.11)$$

où $L = 2{,}4.10^{-8}$ ($V^2 K^{-2}$).

En tenant compte de la relation (5.10) et (5.11) on peut exprimer le temps τ :

$$\tau = \frac{(2\pi r^2)^2 m_s K}{i_0^2 L} S(T_s) \quad (5.12)$$

où $S(T_s) = \int_{T_0}^{T_s} C_p \frac{dT}{T} + \frac{P}{T_s}$ est l'augmentation de l'entropie due à

l'échauffement et la fusion du métal de la cathode. A partir de (5.12) on peut déduire que :

$$i_0 \sim \frac{\tau^{\frac{1}{2}}}{m_s^{\frac{1}{2}} S^{\frac{1}{2}}}$$

et le taux d'érosion peut être exprimé de la façon suivante :

$$E \sim \frac{m_s^{\frac{1}{2}}}{S^{\frac{1}{2}} \tau_0^{\frac{1}{2}}} \quad (5.13)$$

En utilisant les données pour le temps moyen de vie obtenues dans ce travail pour le cuivre et pour l'argent, on voit que le rapport d'après la formule (5.13) est de 3 (*).

Effectivement, dans le vide, l'érosion de l'argent et du cuivre est de 110 et 40 μg/c [DAA 3] respectivement, ce qui donne un rapport de 2.8.

Etant donné que le taux d'érosion est proportionnel à r_c^4, l'érosion pour les différentes conditions dépend de façon cruciale de la fonction qui lie le rayon du cratère au temps de vie.

En ce qui concerne le taux d'érosion des arcs fonctionnant à l'air libre, il n'y a pas de données disponibles sur la liaison existante entre le rayon du site et son temps de vie. L'étude de cette liaison, ainsi que de l'influence sur le rayon des sites des autres paramètres, comme la température, l'oxydation, est indispensable pour établir une théorie de l'érosion pouvant expliquer les valeurs mesurées dans des conditions variées. Cela doit permettre de trouver des voies nouvelles pour diminuer le taux d'érosion.

CHAPITRE 6

ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES EXTINCTIONS ET DES REALLUMAGES

6.1. Introduction

Les extinctions spontanées qui se manifestent dans les arcs à faible courant et dont la statistique a été étudiée dans les chapitres précédents, fournissent aussi des informations sur les mécanismes de base du fonctionnement de l'arc. Les différentes espèces qui prennent part à la décharge d'arc étudiée (Cu , Cu^+, N_2 , O_2, CN^-, etc) réagissent différemment à la coupure du courant, aussi bien qu'au réallumage de l'arc. Il est probable que le spectre de la lumière émise pendant le réallumage diffère de celui qui est émis pendant le fonctionnement "normal" d'arc. Pour étudier tous les phénomènes mentionnés, on utilise un système de spectroscopie résolue dans le temps.

6.2. Dispositif expérimental

Le système optique utilisé dans ce montage est le même que celui décrit dans le chapitre 2. Le système de mesure (fig. 6.1) se compose de deux voies : voie "START" et voie "STOP" .

La voie "START" commence par le discriminateur D1 qui est relié au transformateur de courant. Ce discriminateur peut être déclenché soit par les extinctions (le discriminateur réagit sur la pente négative du courant d'arc) soit par les réallumages (le discriminateur réagit sur la pente positive du courant d'arc). Il faut noter que l'intervalle de temps entre une extinction et un réallumage de dépend pas seulement du circuit électrique d'alimentation

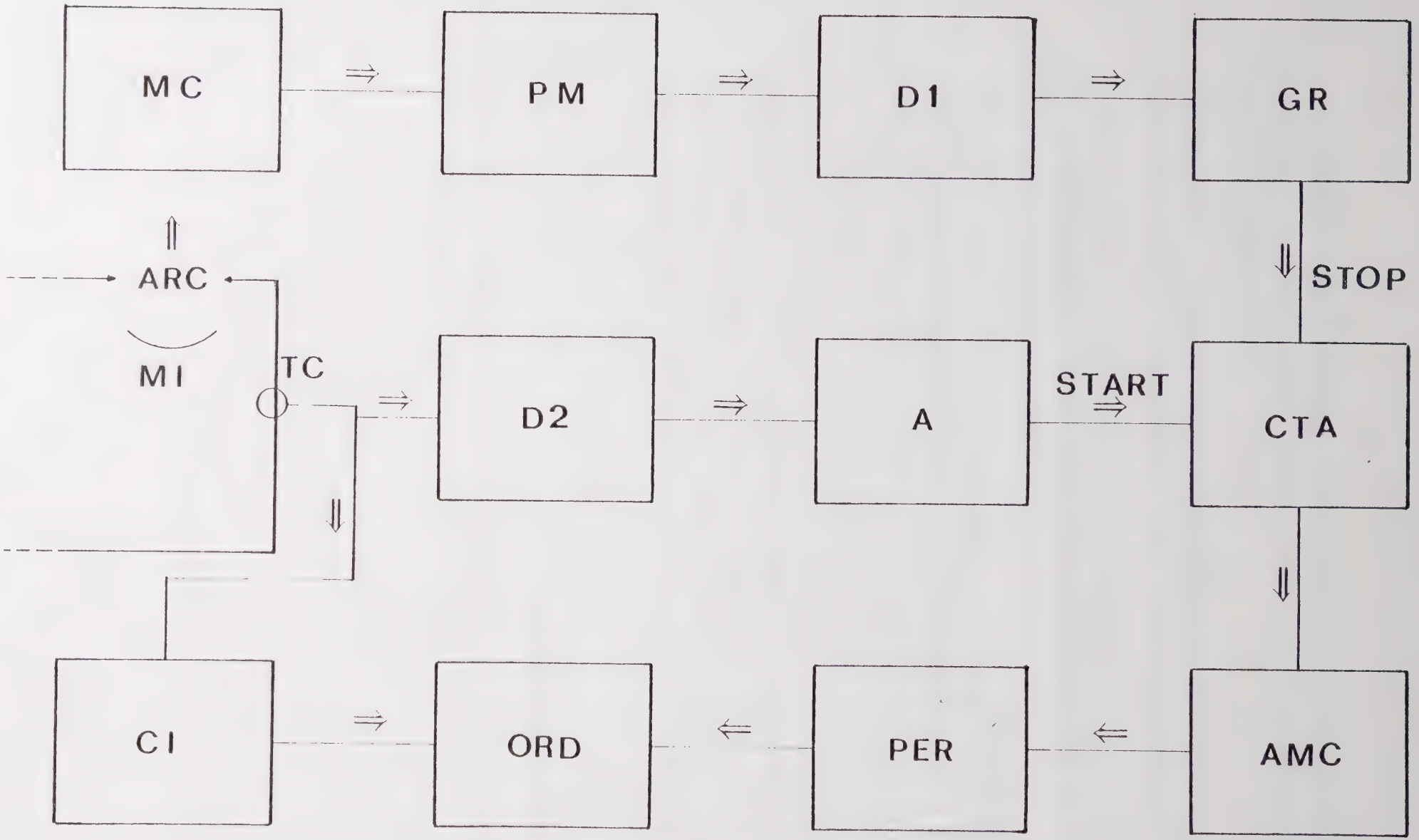


Fig. 6.1 Présentation schématique du système des mesures

MC monochromateur
PM photomultiplicateur
D1 et D2 discriminateur
GR générateur du retard
TC transformateur du courant
A amplificateur
CTA convertisseur
AMC analyseur multicanaux
ORD ordinateur
PER perforatrice
CI compteur d'impulsion

de l'arc, mais aussi des conditions dans lesquelles se trouve le gaz entre les électrodes. Cela provoque une certaine fluctuation de longueur de l'intervalle entre l'extinction et le réallumage. Par conséquent, pour étudier les phénomènes autour de l'extinction de l'arc, il faut déclencher le système de mesure par l'extinction elle-même,et pour l'étude de l'amorçage de l'arc le système de mesures doit être déclenché par le réallumage.

Les signaux du discriminateur D1, après amplification, entrent dans le convertisseur temps-amplitude déjà décrit dans le chapitre 4. Le signal du photomultiplicateur passe dans la voie "STOP" du système de mesure. Après discrimination et amplification, le signal entre dans un générateur d'impulsion qui joue le rôle de générateur de retard. Grâce à celui-ci on peut enregistrer la lumière avant l'impulsion "START".

Le système décrit enregistre 0 ou 1 événement à chaque cycle déclenché par le signal "START". On ne peut enregistrer au maximum qu'un seul photon par coupure ou par réallumage. Par conséquent, le système décrit est peu efficace. Le deuxième inconvénient de ce système de mesure est l'obligation de limiter la quantité de lumière aboutissant à la voie "STOP". En effet, le système étant incapable de comptabiliser plus d'un événement "STOP" par cycle, on altère la statistique du phénomène étudié si la probabilité d'avoir plus d'un "STOP" par cycle n'est pas négligeable.

La condition nécessaire pour le fonctionnement normal du système de mesure est la suivante :

$$\bar{n} < 1 \qquad (6.1)$$

où $\bar{n}$ est le nombre moyen de photons enregistré par cycle.

Les histogrammes de lumière doivent être corrigés pour compenser la diminution d'efficacité du système pour les photons qui arrivent à la fin du cycle. La correction doit être faite de la façon suivante (voir annexe 4) :

$$N_i^{cor} = \frac{N_i}{1 - \frac{\sum_{j=1}^{i-1} N_j}{N}} \qquad (6.2)$$

où N_i nombre d'événements enregistré dans le canal i
N_i^{cor} nombre d'événements corrigé dans le même canal i
N nombre total des "STARTS".
j(ou i) numéro du canal

Les figures 6.2 à 6.6 montrent quelques histogrammes typiques de la lumière émise par les atomes de cuivre excité, de cuivre ionisé, par les radicaux CN , NO, les molécules N_2, en prenant l'amorçage de l'arc comme référence de temps pour le déclenchement du système de mesure.

Notons trois régions caractéristiques pour les différents histogrammes : Juste après l'extinction (1) l'intensité de la lumière commence à décroître.

Le réallumage de l'arc (3) est précédé par une légère augmentation de l'intensité lumineuse (2) . Cette augmentation de la lumière correspond à l'augmentation du courant qu'on voit sur les oscillogrammes (fig. 4.1) A cet instant, la tension est assez élevée (de l'ordre de 350 V). Ces valeurs de la tension et du courant correspondent à celles d'une décharge luminescente.

6.3. Spectre dynamique de l'arc

Comme on l'a déjà énoncé dans le chapitre 3, le spectre complet de la lumière émise par la décharge d'arc en régime stationnaire se décompose en spectres du cuivre excité, du cuivre ionisé, et en spectre de bandes moléculaires de CN , NO , N_2 superposés au fond continu.

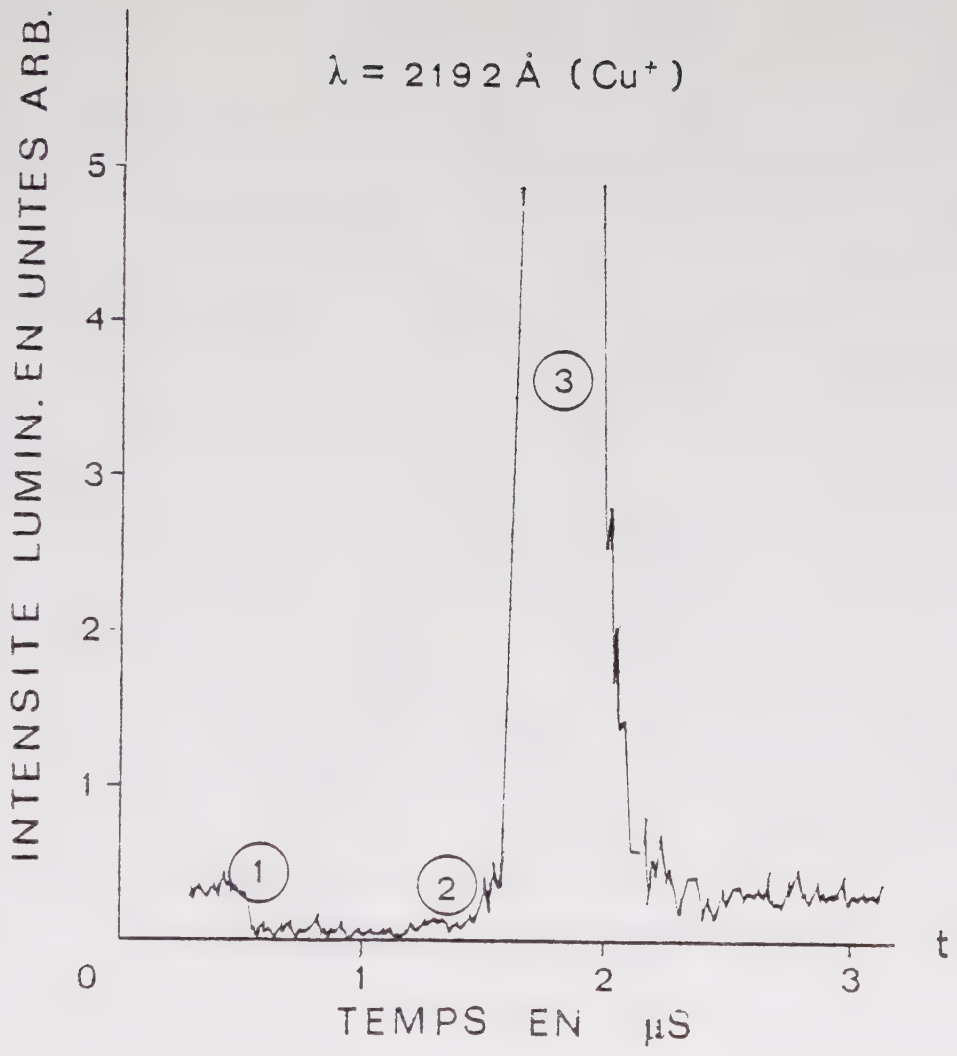


Fig. 6.2 Histogramme de la lumière émise par les ions de cuivre. Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

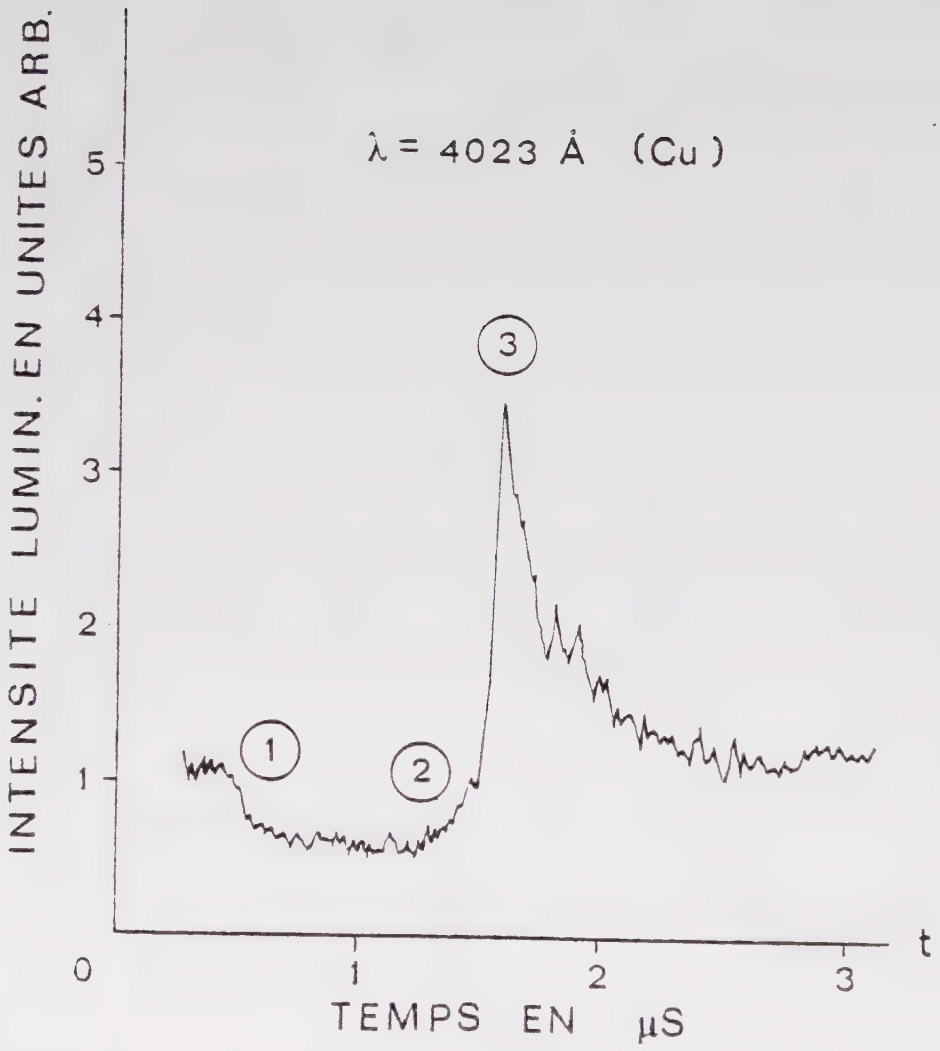


Fig. 6.3 Histogramme de la lumière émise par les atomes de cuivre. Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

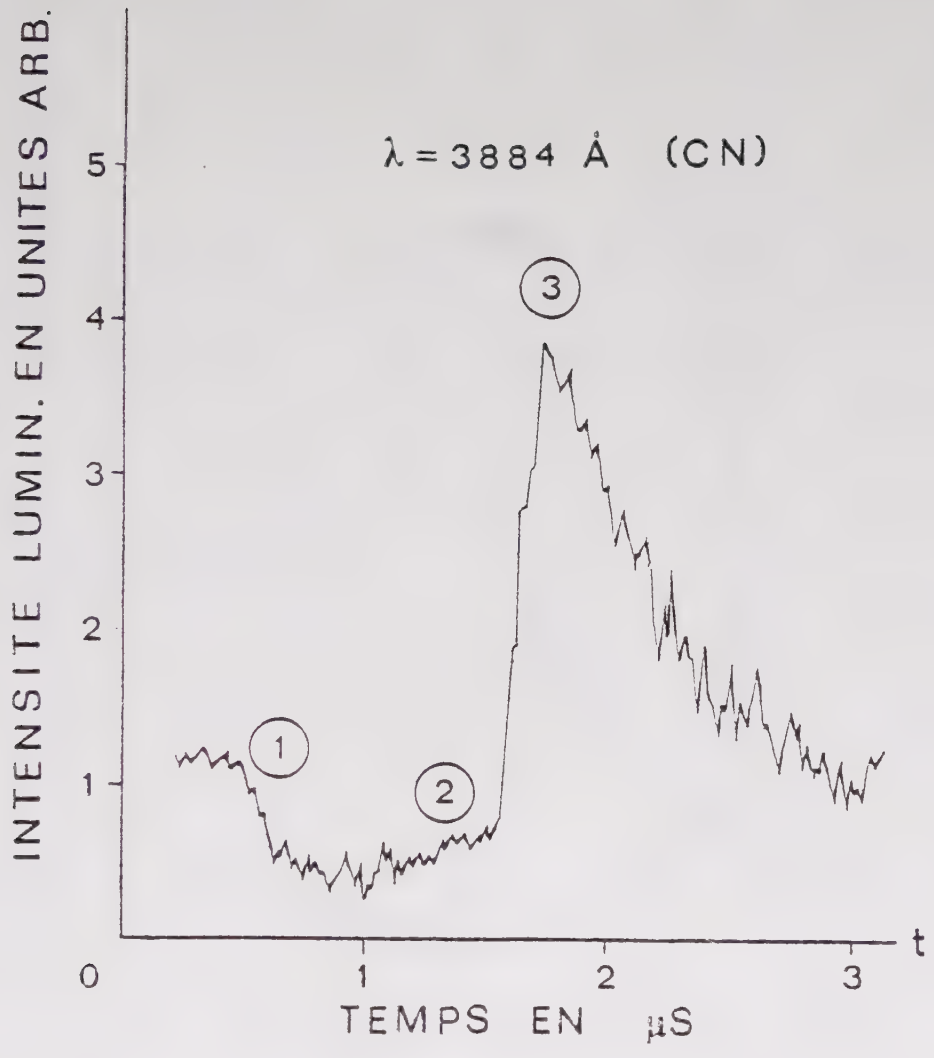


Fig. 6.4 Histogramme de la lumière émise par les radicaux de CN. Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

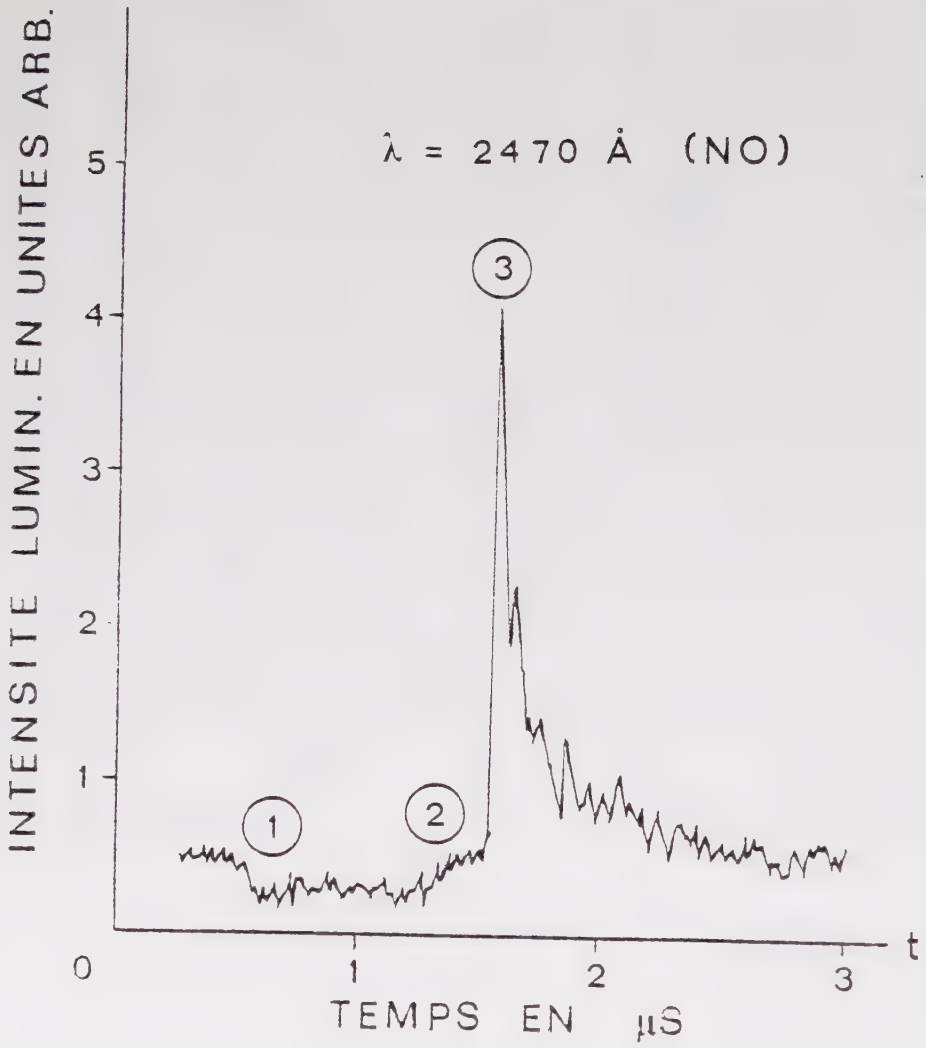


Fig. 6.4 Histogramme de la lumière émise par les molécules de NO. Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

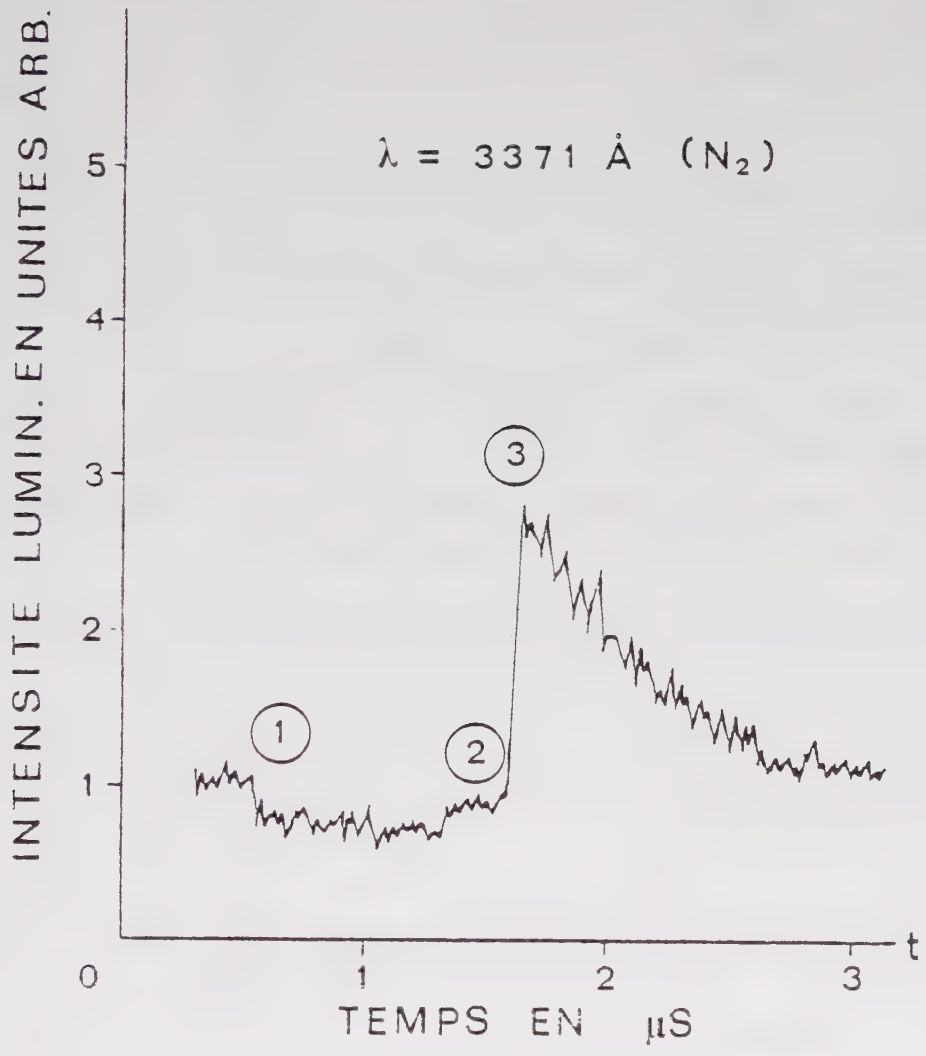


Fig. 6.5 Histogramme de la lumière émise par les molécules de N_2. Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

Pendant le réallumage de l'arc le courant entre les électrodes est plusieurs fois plus élevé qu'en régime stationnaire et l'intensité lumineuse des raies et des bandes moléculaires augmente, ainsi que l'intensité du fond continu. Les raies de O , N , O^+ , N^+ qu'on peut supposer présentes dans ces conditions sont, de fait, noyées dans le fond continu. Pour détecter ces raies, nous avons enregistré les histogrammes de lumière des raies suivantes :

N	4110 Å
	4152 Å
N^+	3995 Å
O	4368 Å
O^+	4190 Å

Le choix de ces raies est fait en fonction de deux critères :

1) l'intensité de raies doit être la plus élevée possible,

2) la longueur d'onde ne doit pas être trop proche des raies de Cu I et Cu II ou des bandes moléculaires de CN , N_2 , NO. Après enregistrement un histogramme correspondant à la longueur d'onde choisie , on enregistre deux autres histogrammes avec des longueurs d'ondes décalées : $\lambda \pm 4$ Å

On effectue ensuite l'opération suivante pour chaque intervalle de temps :

$$I = I_0 - \frac{I_1 + I_2}{2} \qquad (6.3)$$

où I_0 est l'intensité pour la longueur d'onde λ ,

I_1 , I_2 sont les intensités pour les longueurs d'onde décalées.

Les résultats sont présentés sur les figures 6.7 - 6.11. D'après ces figures, on constate que pendant la période de transition de la décharge luminescente (~ 600 ns) à la décharge d'arc, les raies de O I , O II , N I apparaissent. Par contre, nous n'avons pas détecté la raie de N II à 3995 Å, qui est classée parmi les raies les plus intenses de N II. Dans le tableau 6.1 on donne les énergies de dissociation de l'oxygène moléculaire et de l'azote

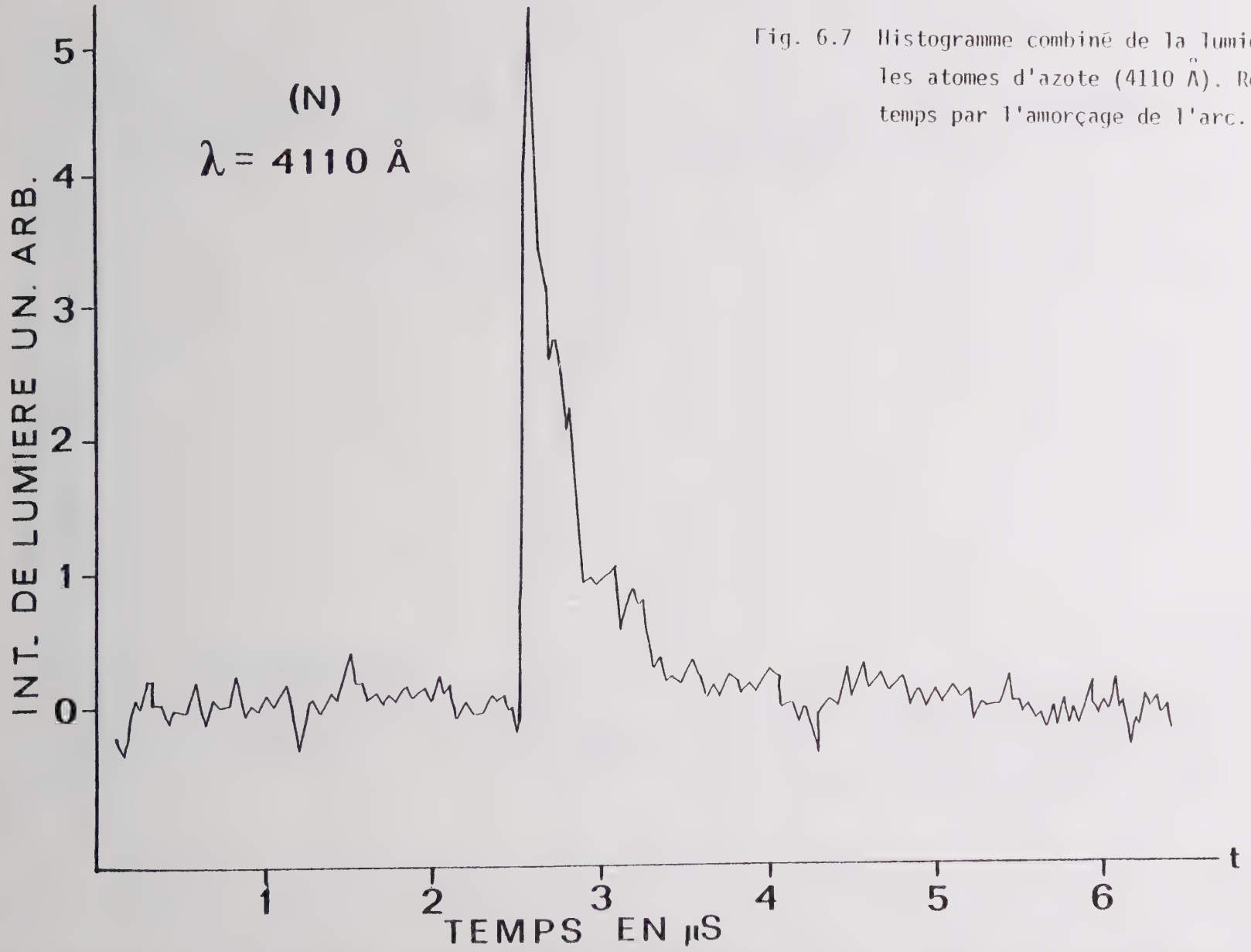


Fig. 6.7 Histogramme combiné de la lumière émise par les atomes d'azote (4110 Å). Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

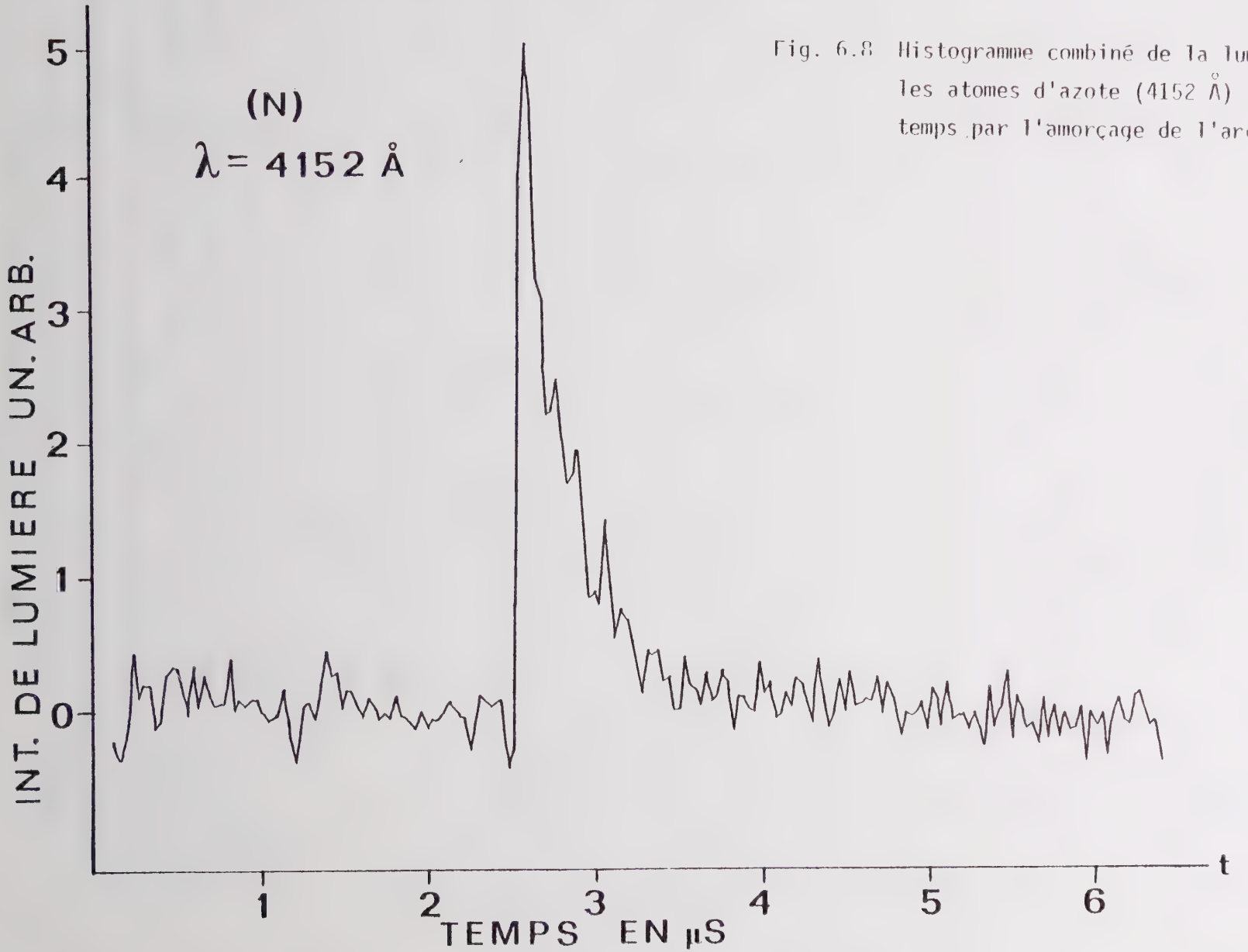


Fig. 6.8 Histogramme combiné de la lumière émise par les atomes d'azote (4152 Å) . Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

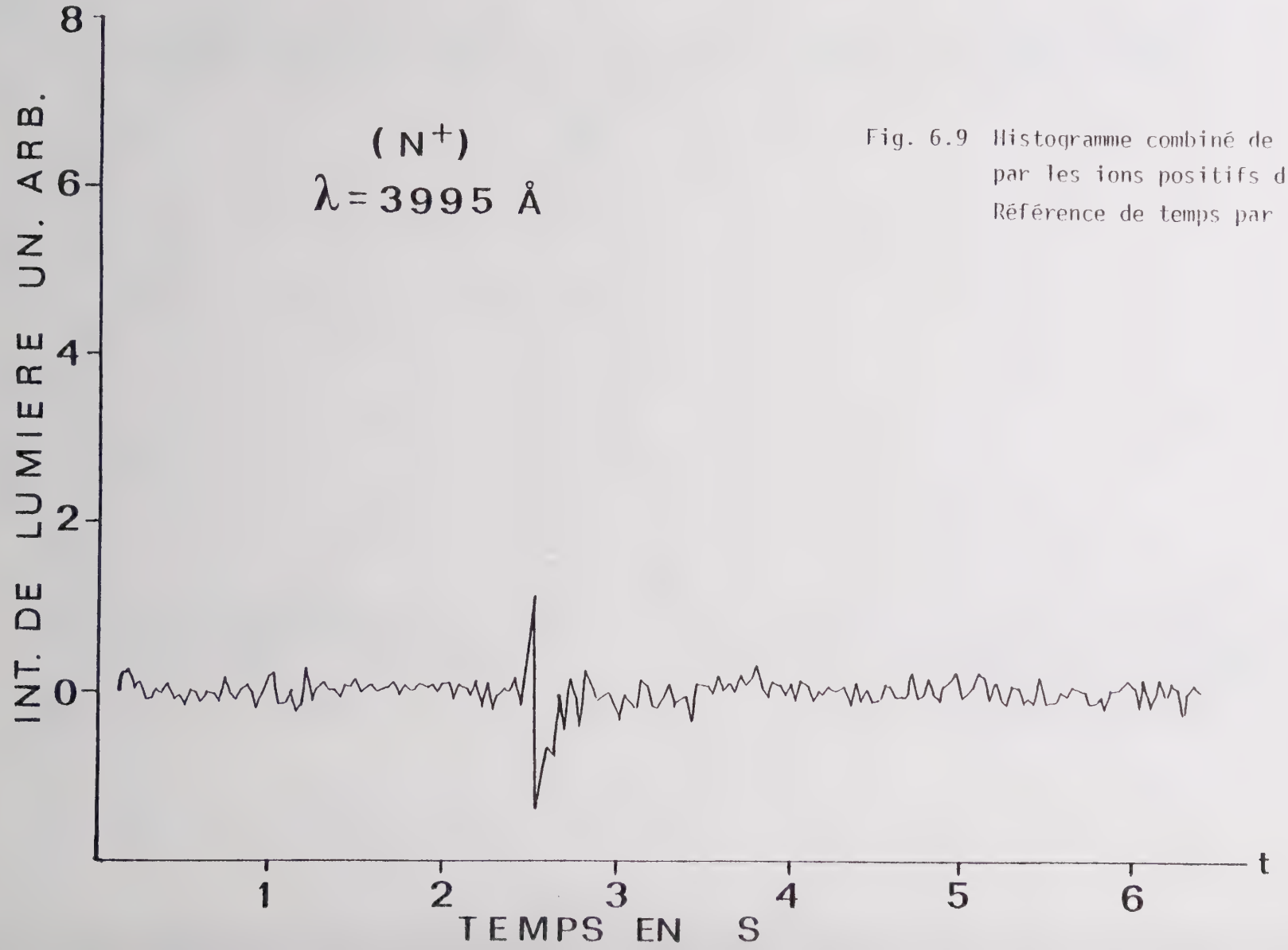


Fig. 6.9 Histogramme combiné de la lumière émise par les ions positifs d'azote (3995 Å). Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

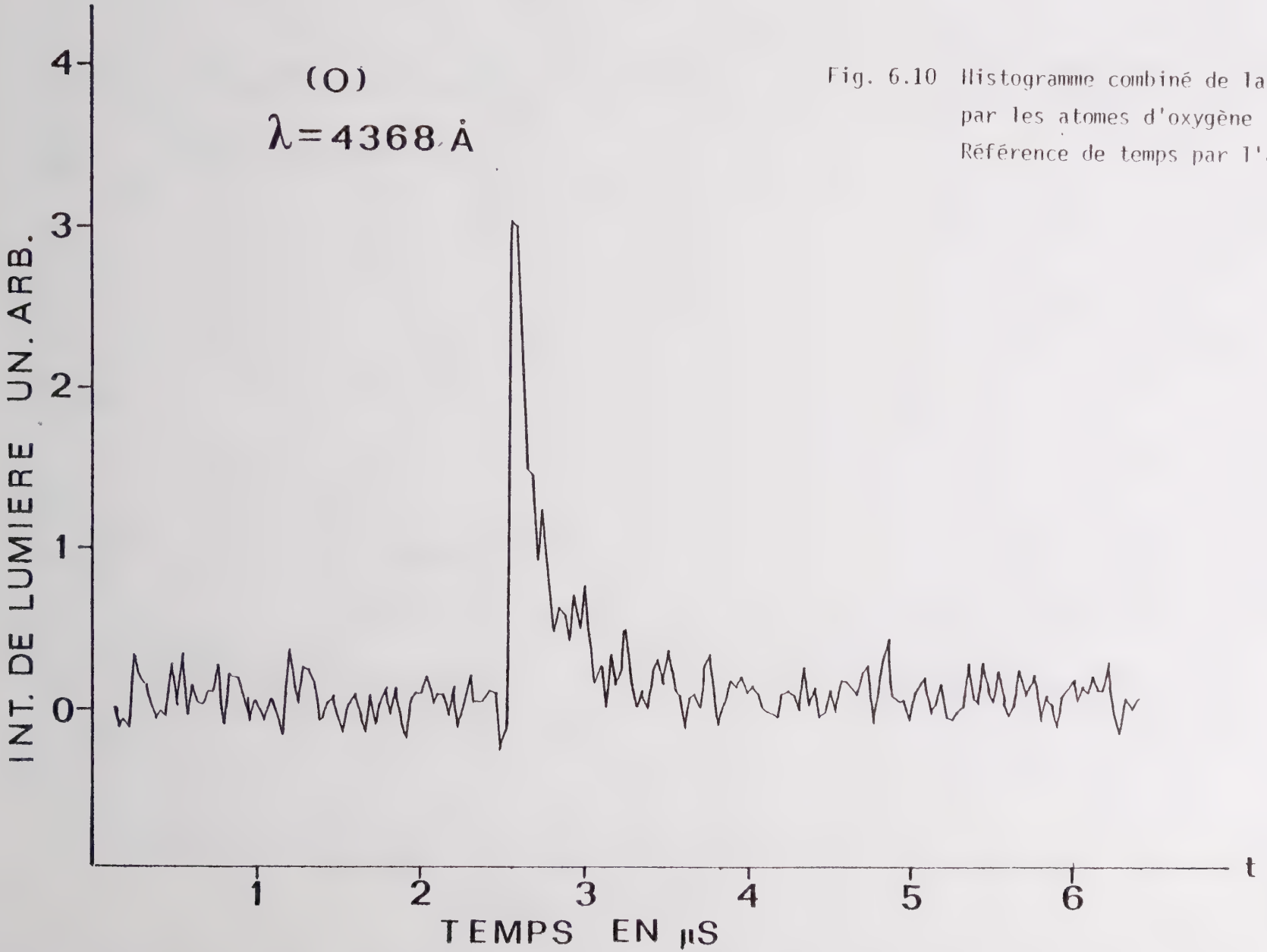


Fig. 6.10 Histogramme combiné de la lumière émise par les atomes d'oxygène (4368 Å). Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

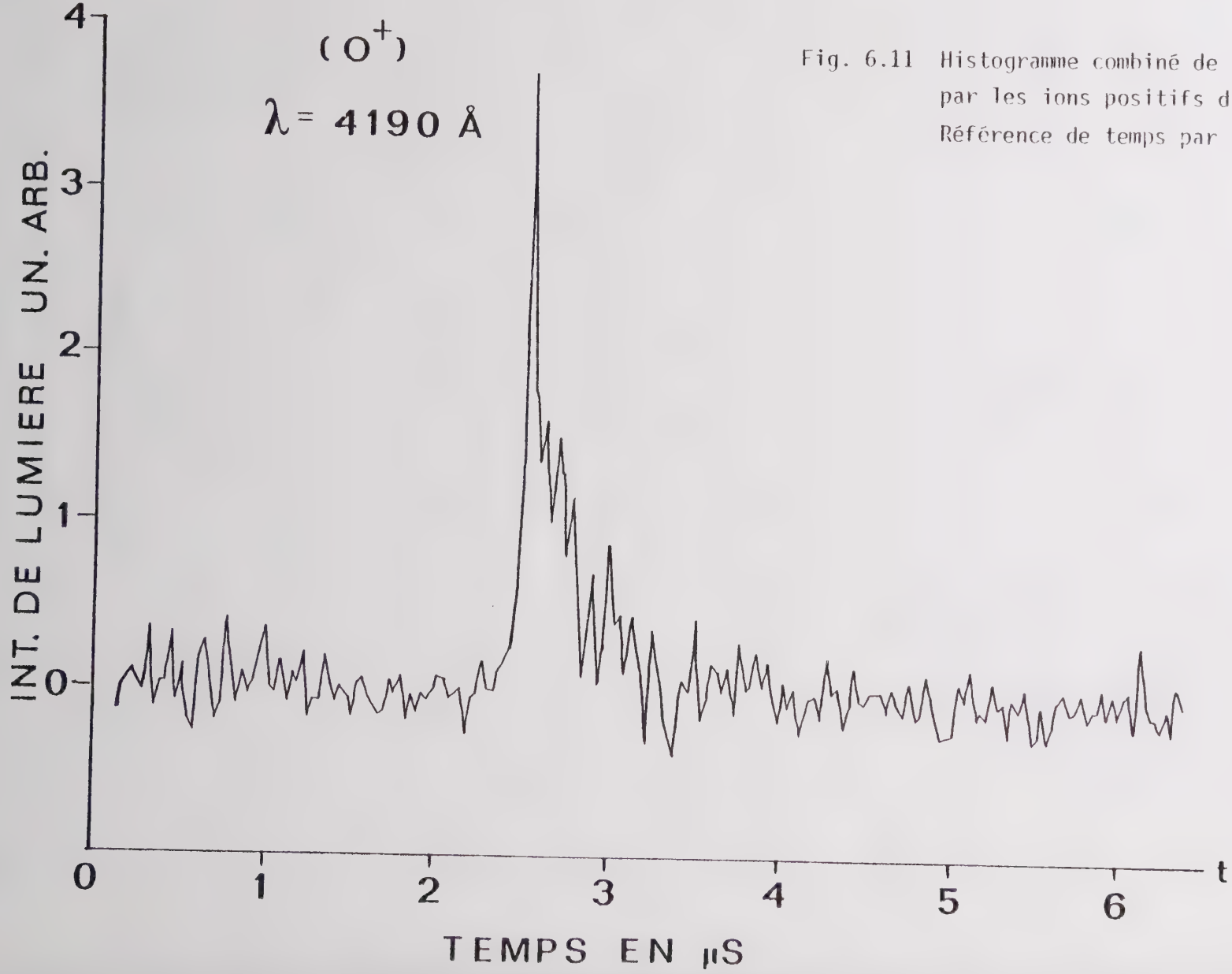


Fig. 6.11 Histogramme combiné de la lumière émise par les ions positifs d'oxygène (4190 Å). Référence de temps par l'amorçage de l'arc.

moléculaire [JON , EBS] et sur les figures 6.12 - 6.13 on présente schématiquement les transitions pour les raies explorées [SAI]

Espèce	Energie de dissociation
N_2	9,8 eV
O_2	5,1 eV

Tableau 6.1

En ce qui concerne l'oxygène, l'énergie de dissociation (5,1 eV) est plus petite que l'énergie d'ionisation de l'atome de cuivre (7,7 eV). On peut alors supposer l'existence d'oxygène atomique dans le régime stationnaire. La dissociation de l'oxygène est favorisée par la présence de niveaux de l'oxygène non dissocié excité avec une énergie de l'ordre de 2 eV, tandis que le niveau le plus bas de l'azote non dissocié excité se trouve à 7 eV. Cependant la présence d'oxygène atomique ne se manifeste pas par une émission dans le domaine de longueur d'onde exploré (2000 - 6000 Å), car l'énergie minimale d'excitation des atomes d'oxygène dans ce cas précis est supérieure à 12 eV. C'est pendant l'amorçage de l'arc que les électrons à haute énergie apparaissent et que les atomes d'oxygène peuvent être excités, ionisés et ensuite excités.

L'absence de la raie de l'azote ionisé à 3995 Å,même pendant l'amorçage, est compréhensible du fait qu'il y a très peu d'azote atomique dans le régime stationnaire, car l'énergie de dissociation (9,8 eV) est assez élevée.

De plus, d'après la référence [MUM], la section efficace de dissociation de l'azote par collisions électroniques est de 7.10^{-20} cm^2 pour les électrons avec une énergie de 10 eV. Le temps moyen de dissociation est de 150 ns. Ce temps étant comparable avec l'intervalle de transition de la décharge luminescente à l'arc, il y a très peu de dissociation de l'azote, ce qui explique qu'on ne peut pas détecter la présence de la raie 3995 Å de N^+, bien qu'elle soit parmi les raies les plus intenses.

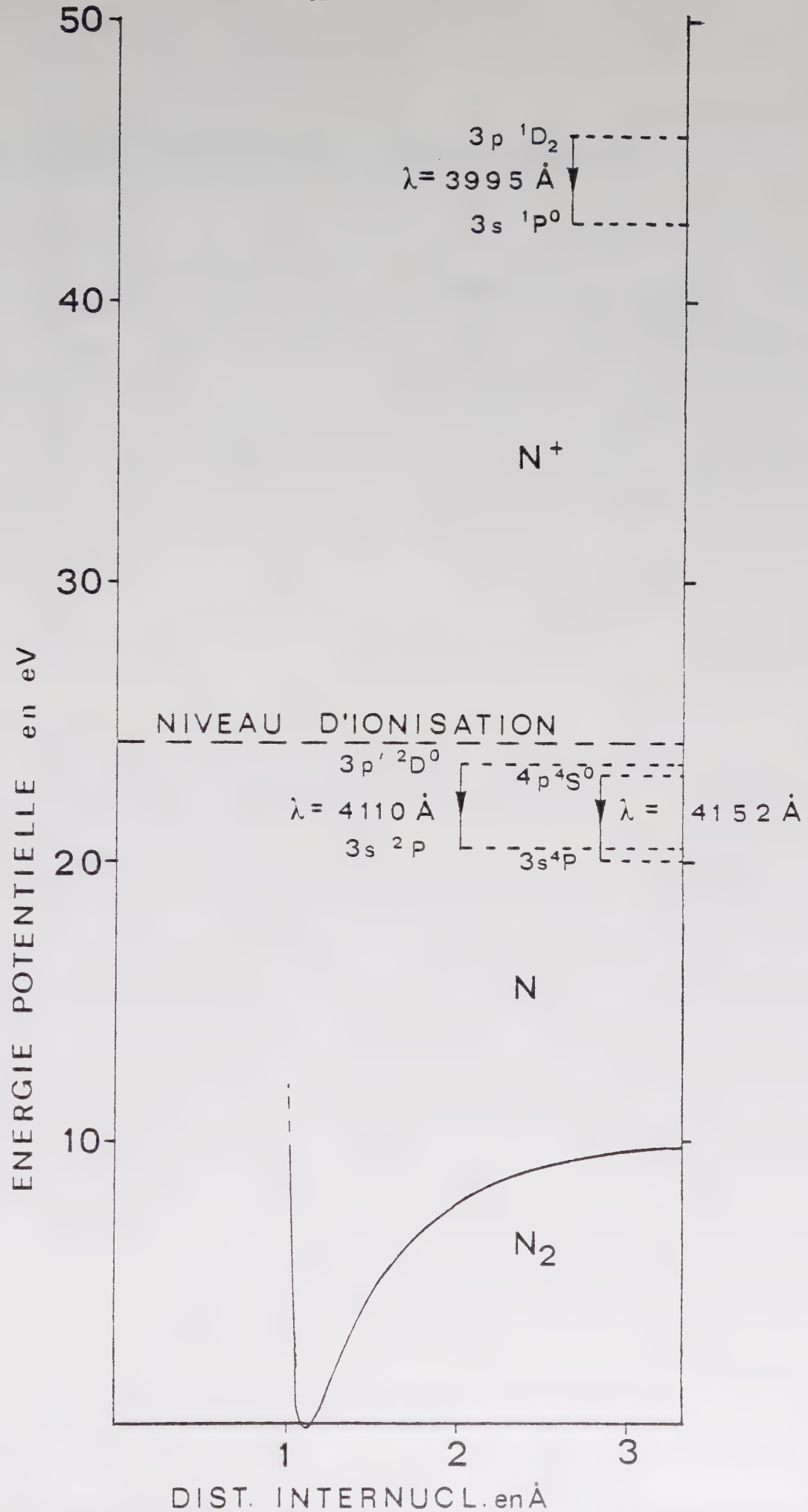


Fig. 6.12 Courbe d'énergie potentielle pour N_2 d'après [GIL] et niveaux de départ et d'arrivée des transitions étudiées.

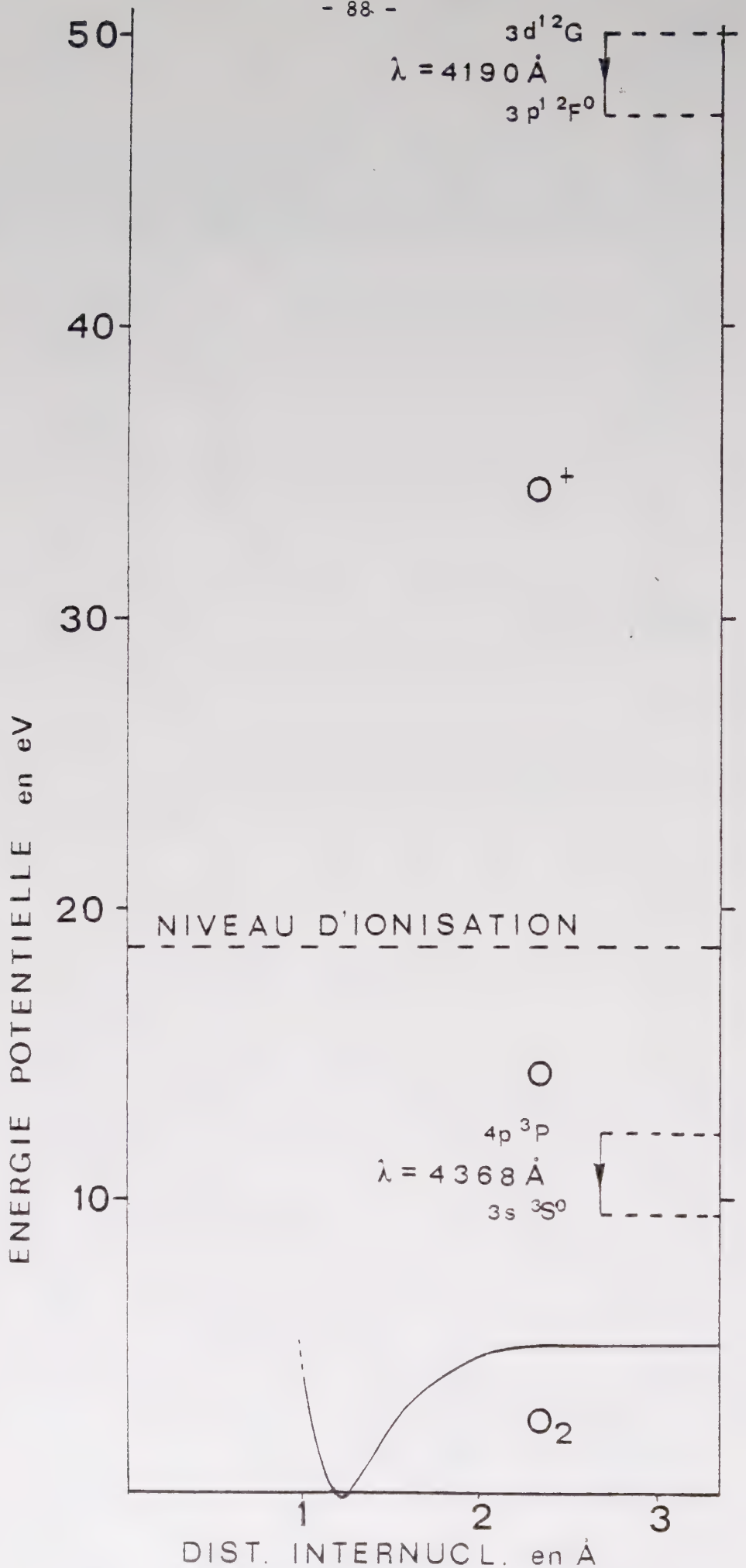


Fig. 6.13 Courbe d'énergie potentielle pour O_2 d'après [GIL] et niveaux de départ et d'arrivée des transitions étudiées.

6.4. Détermination expérimentale de la température dans l'arc

6.4.1. Rappel

Les mesures spectroscopiques de la température sont basées sur l'utilisation des intensités absolues et relatives des raies atomiques ou des raies moléculaires, des intensités absolues et relatives du fond continu (émission libre-libre et libre-lié). En vue de la détermination de la température, non seulement dans l'arc stationnaire, mais aussi pendant l'extinction, nous avons utilisé la méthode basée sur la comparaison des intensités de plusieurs raies atomiques. Cette méthode utilise l'équation de Einstein-Boltzmann pour l'intensité d'une raie spectrale (droite de Boltzmann)

$$I = \frac{N}{u} \cdot \frac{3\pi^2 e^2 h}{m} \cdot \frac{gf}{\lambda^3} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \qquad (6.4)$$

où
- I est l'intensité de lumière
- N est la densité des atomes de l'élément considéré
- u est la fonction de partition
- h est la constante de Planck
- E est l'énergie du niveau de départ de la transition considérée
- gf est la force d'oscillateur de Ladenburg du niveau de départ
- k est la constante de Boltzmann
- λ est la longueur d'onde de la raie
- e,m sont la charge et la masse d'électron
- T est la température absolue de la source, qui en cas d'équilibre thermodynamique suit la distribution de Boltzmann.

En prenant E en eV et T en °K on trouve :

$$\log\left(\frac{I\lambda^3}{gf}\right) = C - \frac{5040\,E}{T} \qquad (6.5)$$

où C est une constante.

Une méthode simple consiste à tracer $\text{Log}\left(\frac{I\lambda^3}{gf}\right)$ en fonction de l'énergie du niveau de départ E. La pente de la meilleure droite dans l'ensemble des points mesurés nous permet de calculer la température T.

6.4.2. Equilibre thermodynamique

Les calculs de la température dans les plasmas,et notamment dans les arcs,s'appuyant sur la formule de Einstein-Boltzmann (6.4) supposent l'équilibre thermodynamique. Dans un plasma chaque processus peut être caractérisé par une température. Ainsi, on peut introduire plusieurs températures, à savoir : température de radiation (T rad, utilisé dans la loi de Planck), température cinétique des ions (Ti), des électrons (T_e), température de dissociation (T react, loi de Guldley-Waage), température d'ionisation (T react, loi de Saha-Eggert), température d'excitation des niveaux (T ex, loi d'Einstein - Boltzmann). Dans l'état d'équilibre thermodynamique complet, toutes ces températures sont égales à une température commune. Mais on rencontre rarement cette situation dans les expériences de laboratoire. D'abord, le fait d'observer les radiations émises par spectroscopie signifie que la radiation n'est pas en équilibre avec les autres processus dans le plasma, autrement dit $T \neq T$ rad. De plus, les gradients de la densité et de la température peuvent faire varier la température T d'un point à un autre. L'état,où toutes les températures sauf la température de radiation sont localement les mêmes, s'appelle équilibre thermodynamique local (ETL).

Dans cet état,on peut notamment utiliser la distribution de Maxwell-Boltzmann et l'équation de Saha-Eggert. Examinons maintenant les conditions de validité de l'équilibre thermodynamique local. Dans un plasma homogène, stationnaire et optiquement mince pour la plupart des fréquences (la réabsorption des radiations peut être négligée), on peut espérer avoir l'ETL, si les processus de collision jouent un rôle prépondérant par rapport à celui des processus de radiation. Etant donné que les sections efficaces de collisions electron-atome, electron-ion sont plus élevées que celles des collisions atome-atome et atome-ion, une densité électronique minimale est nécessaire pour assurer l'équilibre entre plusieurs espèces dans un plasma.

GRIEM [GRI 1] donne une expression pour cette densité électronique minimale dans le cas de l'hydrogène et des ions :

$$N_e \geq 9 \cdot 10^{17} \left\{ \frac{kT}{E_H} \right\}^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{E_2}{E_H} \right\}^3 [cm^{-3}] \qquad (6.6)$$

où E_H est l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène et E_2 est l'énergie d'excitation du niveau 2 de l'atome correspondant à la raie de résonance. La présence des raies de résonance cause une réabsorption qui rétablit l'équilibre thermodynamique. Les considérations générales [GRI 1] montrent, que dans ce cas, la densité limite devient plus faible :

$$N_e \geq 10^{17} \left\{ \frac{kT}{E_H} \right\}^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{E_2}{E_H} \right\}^3 [cm^{-3}] \qquad (6.7)$$

La formule (6.7) peut être utilisée [DRA] pour estimer la densité électronique minimale nécessaire pour établir l'ETL dans le cas des différentes espèces chimiques.

L'existence de l'ETL dans les plasmas soumis à l'action d'un champ électrique impose encore une autre contrainte : l'énergie gagnée par seconde par les électrons dans le champ électrique E est égale à l'énergie perdue par collisions avec les particules lourdes. Cela mène à l'équation suivante [FIN] :

$$\frac{T_e - T_h}{T_e} = \frac{\pi M}{24\, m_e} \left(\frac{\lambda e E}{k T_e} \right)^2 << 1 \qquad (6.8)$$

où λ est le libre parcours moyen des électrons
M est la masse des particules lourdes.

Une relation analogue a été proposée par GRIEM [GRI 2] :

$$E^2 << \left(5.5 \cdot 10^{-12} N_e \frac{E_-}{k T_e} \right)^2 \frac{m_e}{M} \quad [V/m] \qquad (6.9)$$

6.4.3. Choix des raies du cuivre pour la détermination spectroscopique de la température d'arc.

Pour que les mesures de la température par les méthodes spectroscopiques soient valides, il faut remplir également les conditions suivantes :

1) Les raies choisies ne doivent pas être autoabsorbées. Cela exclut presque automatiquement toutes les transitions au niveau fondamental ou aux niveaux métastables.

Dans le cas de l'atome de cuivre, deux niveaux 11 203 cm^{-1} et 13 245 cm^{-1} sont métastables, car les règles de sélection (changement de parité) interdisent les transitions de ces niveaux vers le niveau fondamental. Ceci exclut notamment les raies les plus intenses du spectre soit : 5105 Å , 3247,5 Å , 3274 Å.

2) Si on s'intéresse à l'évolution temporelle de la température, la probabilité de transition pour la raie choisie doit être assez élevée, de façon que l'équilibre thermodynamique s'établisse assez vite.

Cette condition peut être exprimée :

$$g_k A_{ki} >> \frac{1}{t_-}$$

où $g_k A_{ki}$ est la probabilité de transition

t_- est le temps caractéristique du changement de la température.

Pour le temps d'une extinction d'arc de l'ordre de 100 ms $g_k A_{ki}$ doit être supérieur à 10^7 s^{-1}.

3) Pour augmenter la précision de la détermination de la température il faut que l'écart des niveaux de départ des raies choisies soit le plus grand possible.

4) L'intensité des raies choisies doit être élevée pour assurer une précision suffisante de la mesure.

5) Les raies choisies doivent être hors des bandes moléculaires intenses des gaz ambiants.

Toutes ces conditions limitent beaucoup le choix des raies. Nous avons choisi 4 raies (tableau 6.2) qui satisfont les conditions citées ci-dessus :

Longueur d'onde	Transition en cm^{-1}	log(gf) du niveau de départ [COR]	Probabilité de transition gA en $10^8\ s^{-1}$
5153 Å	30535 - 49935	0.01	4.7
4022 Å	30535 - 55388	0.73	0.77
4275 Å	39019 - 62403	0.12	2.6
3308 Å	40909 - 71131	- 0.64	5.1

Tableau 6.2

Caractéristiques des raies choisies

6.4.4. Température des trois régions de l'arc

Pour chaque région caractéristique de l'arc, région cathodique, région anodique, milieu de la colonne d'arc, on effectue les mesures,en régime stationnaire , de l'intensité lumineuse des raies choisies. Ces intensités sont corrigées en tenant compte de la courbe d'étalonnage du système optique. En utilisant la méthode des moindres carrés, dans le diagramme de Boltzmann, on trace les droites qui s'ajustent bien sur les points expérimentaux (fig. 6.14 , 6.15 , 6.16). Les valeurs arrondies de la température dans les différentes régions de l'arc sont présentées dans le tableau 6.3 (l'espace entre les électrodes est de 2 mm).

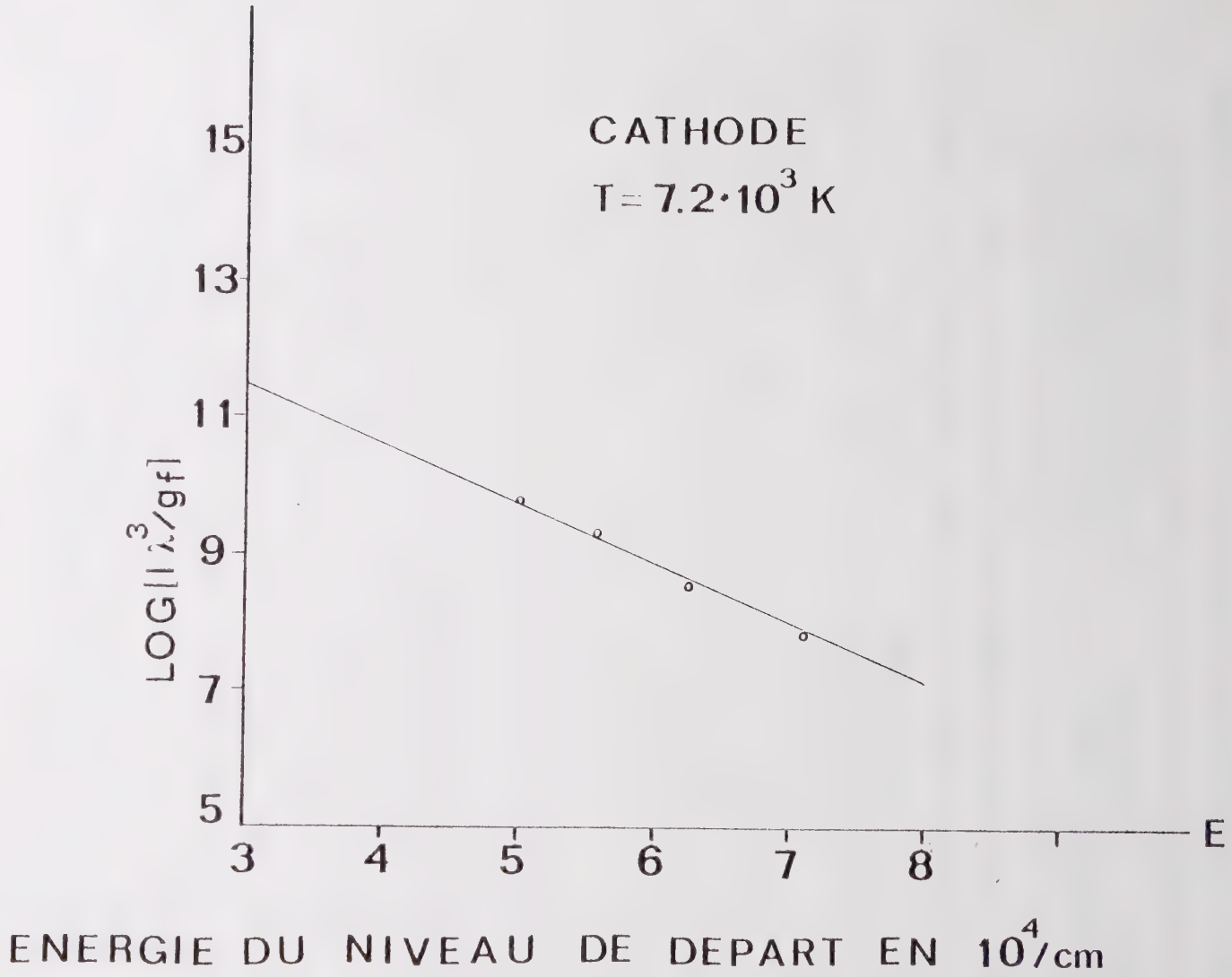


Fig. 6.14 Droite de Boltzmann. Endroit:region cathodique.

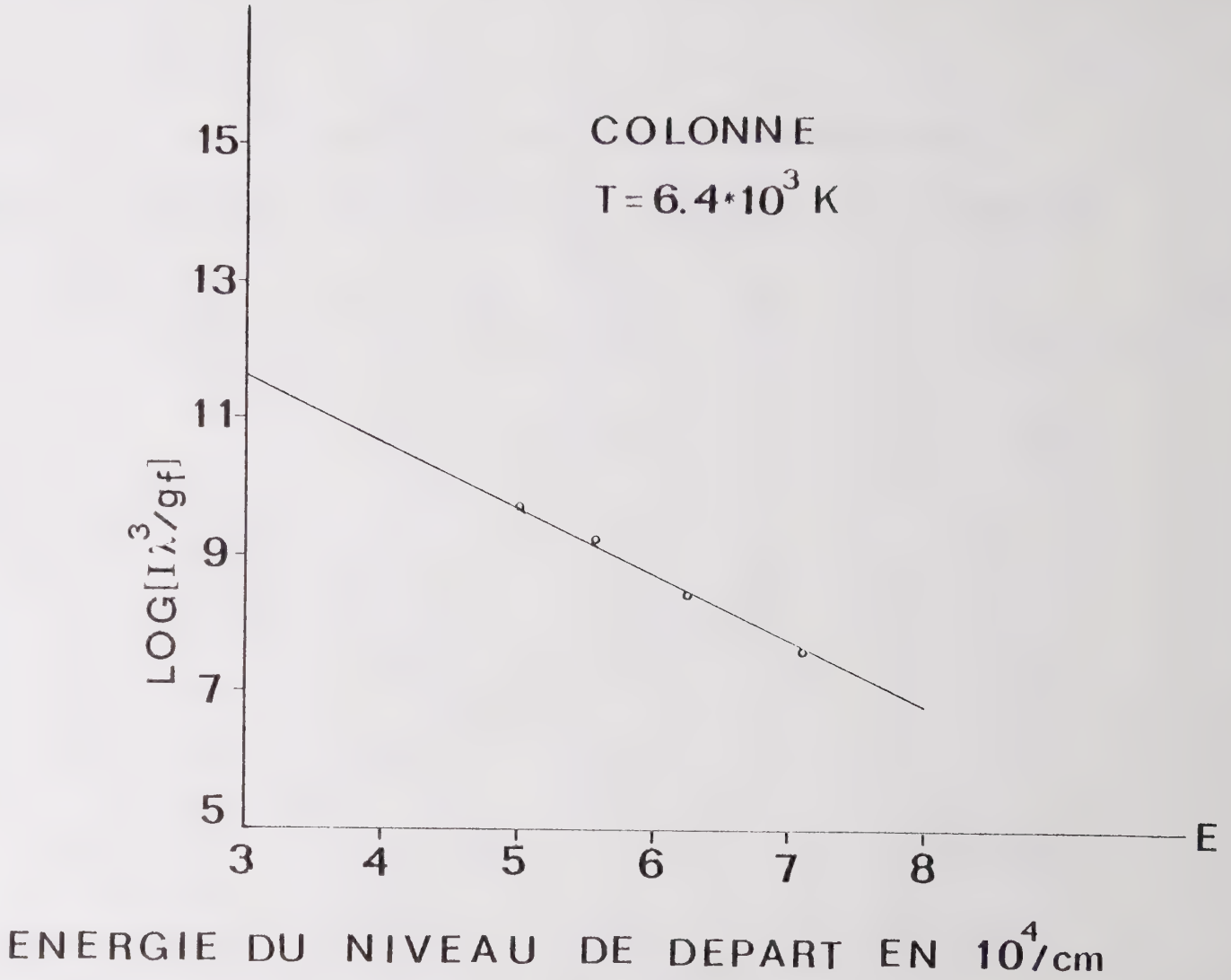


Fig. 6.15 Droite de Boltzmann. Endroit : colonne d'arc.

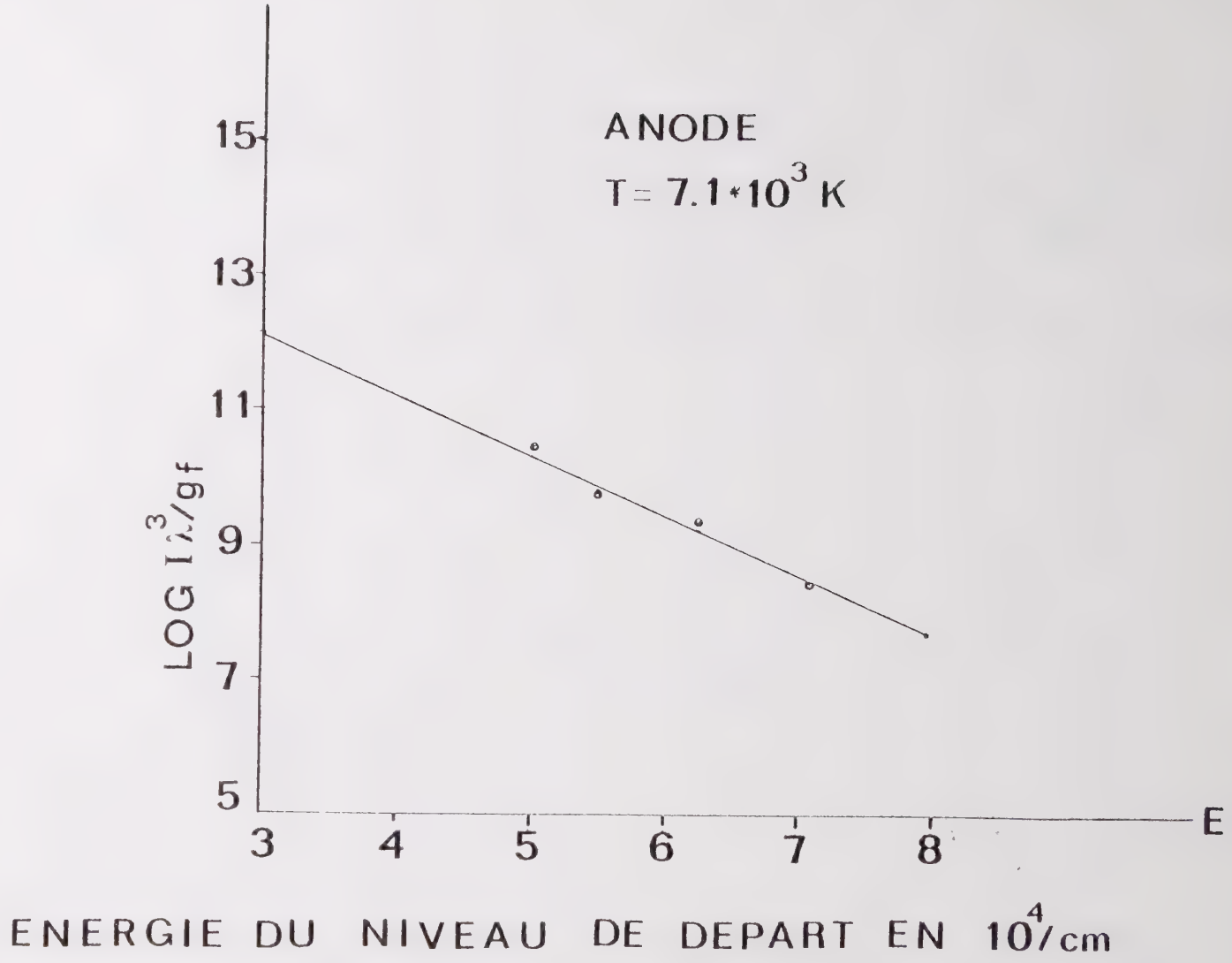


Fig. 6.16 Droite de Boltzmann. Endroit : région anodique

Cathode	$(7{,}2 \pm 0.2) \cdot 10^3 K$
Colonne	$(6{,}4 \pm 0.2) \cdot 10^3 K$
Anode	$(7{,}1 \pm 0.2) \cdot 10^3 K$

Tableau 6.3
Température de l'arc dans trois régions.
(I = 1,65 A)

Remarque : Notons, que la méthode de mesure utilisée détermine la température électronique, car les processus de transitions sont gouvernés par collisions électroniques. Dans l'ETL cette température est évidemment égale à la température ionique.

6.5. Evolution temporelle de la température

Pour étudier l'évolution de la température dans les trois régions principales de l'arc, on enregistre l'intensité des raies 3308 Å et 5153 Å en fonction du temps (fig. 6.17 - 6.22) à l'aide du dispositif décrit en 6.1 (déclenchement par extinction).

Partant d'une température connue en régime stationnaire, et utilisant l'expression (6.4) pour les raies mentionnées, on déduit la température à l'instant t, à partir des intensités I_1 et I_2 de la façon suivante :

$$\overline{T}(t) = \frac{\frac{E_2 - E_1}{<}}{\log \frac{I_1(t)\lambda_1^3}{g_1 A_1} - \log \frac{I_2(t)\lambda_2^3}{g_2 A_2}} \qquad (6.10)$$

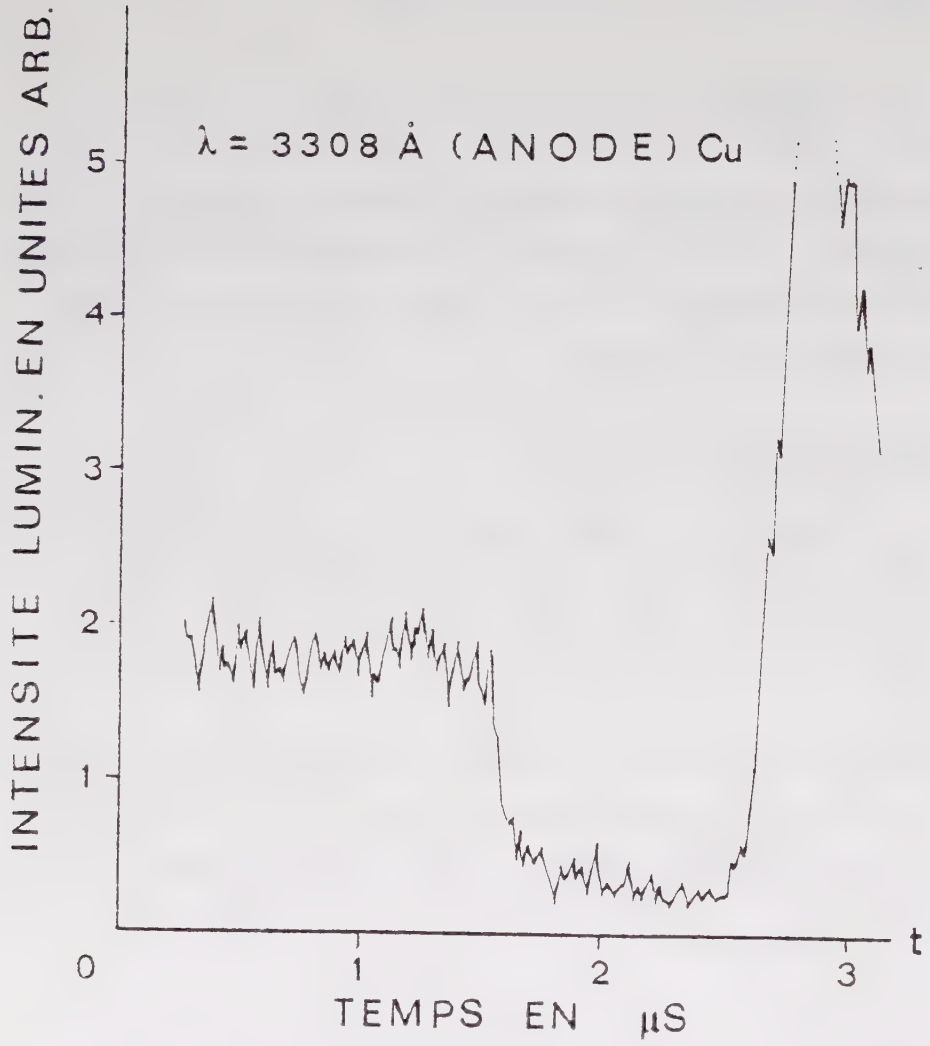


Fig. 6.17 Histogramme de la lumière émise par les atomes de cuivre (3308 Å) Endroit : région anodique. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

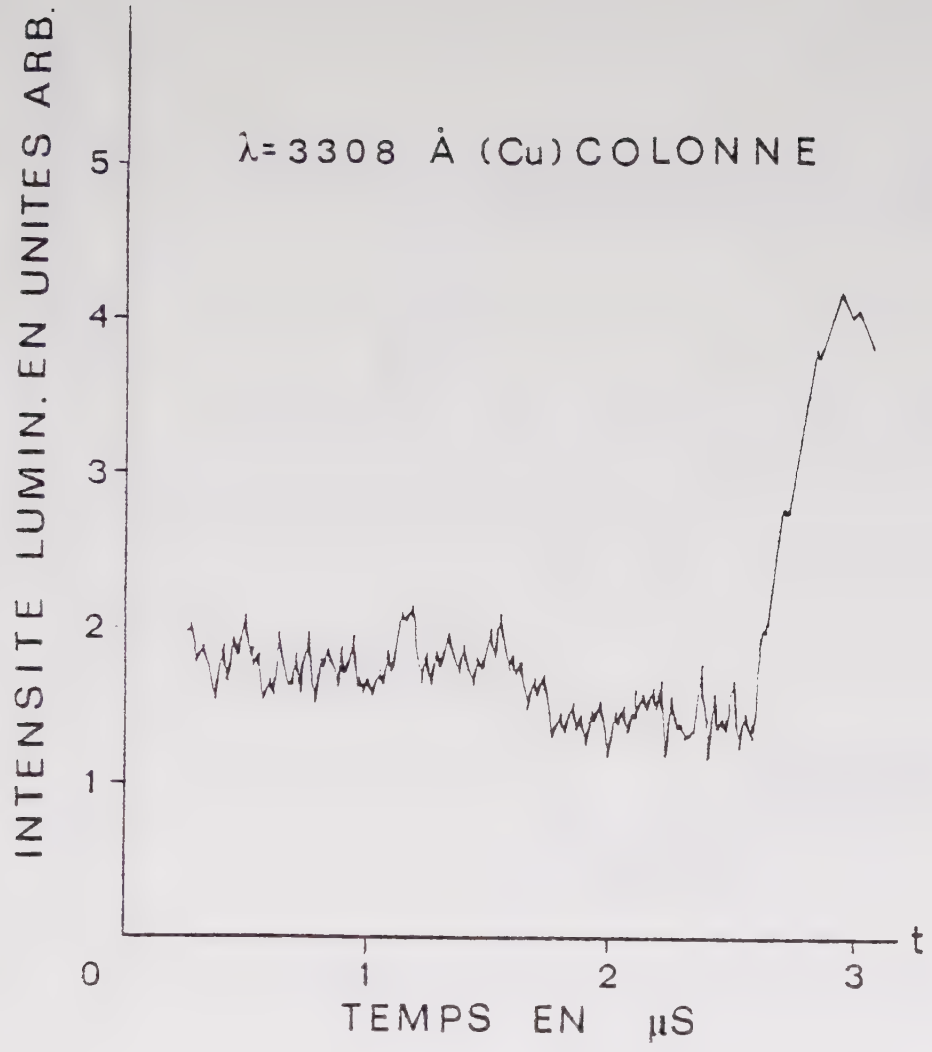


Fig. 6.18 Histogramme de la lumière émise par les atomes de cuivre (3 308 Å) Endroit : colonne d'arc. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

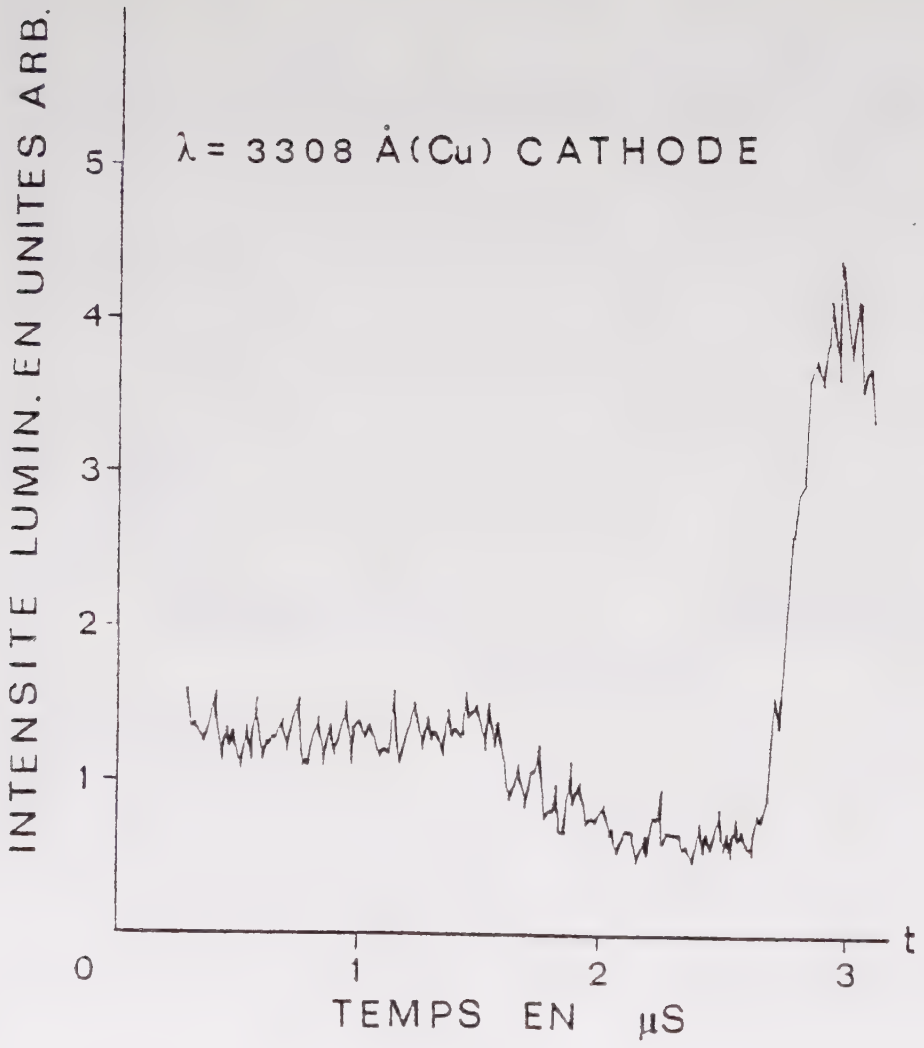


Fig. 6.19 Histogramme de la lumière émise par les atomes de cuivre (3308 Å) Endroit : région cathodique. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

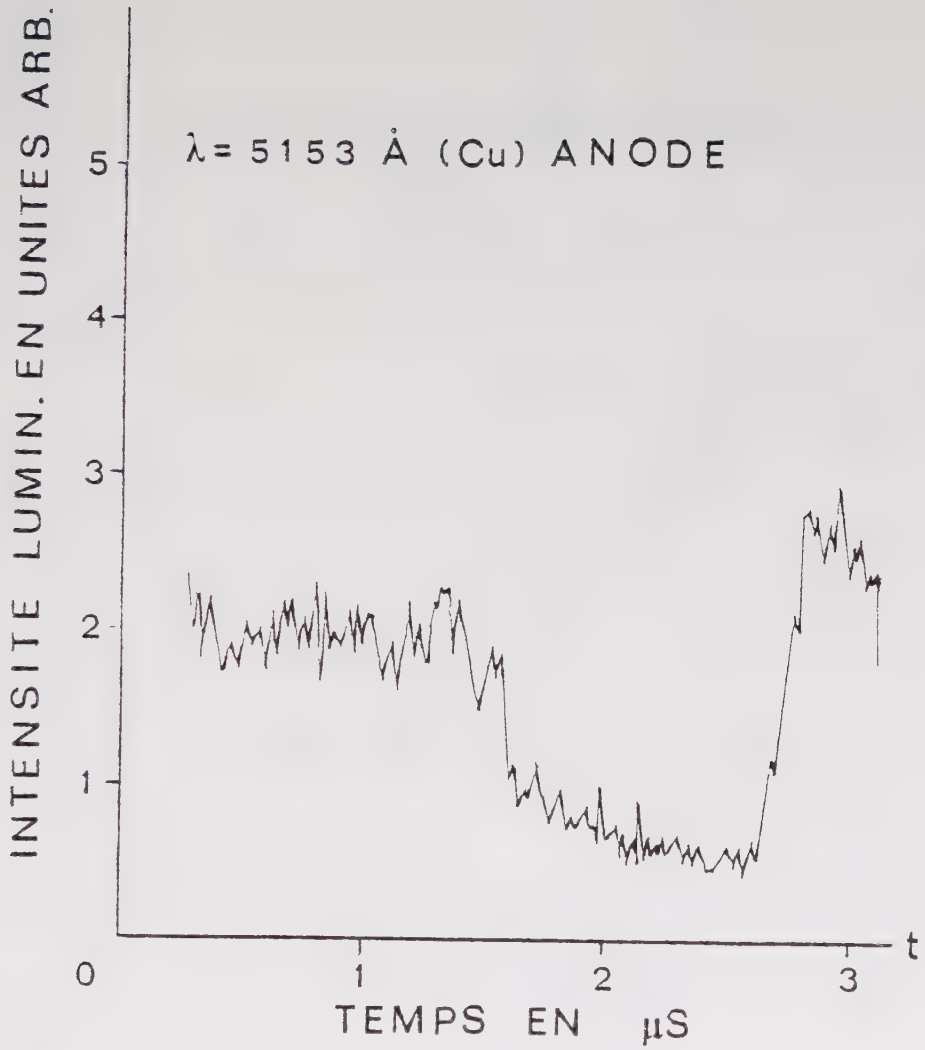


Fig. 6.20 Histogramme de la lumière émise par les atomes de cuivre (5153 Å). Endroit : région anodique. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

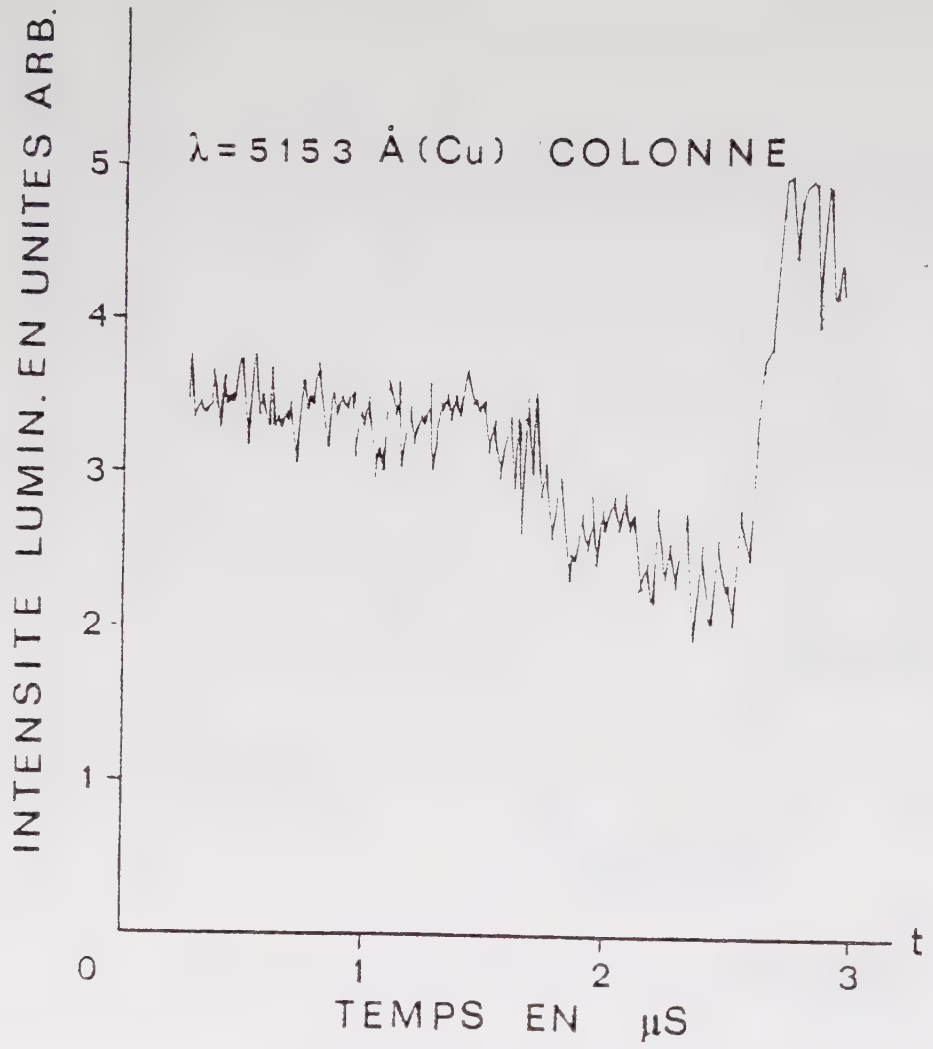


Fig. 6.21 Histogramme de la lumière émise par les atomes de cuivre (5153 Å). Endroit : colonne. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

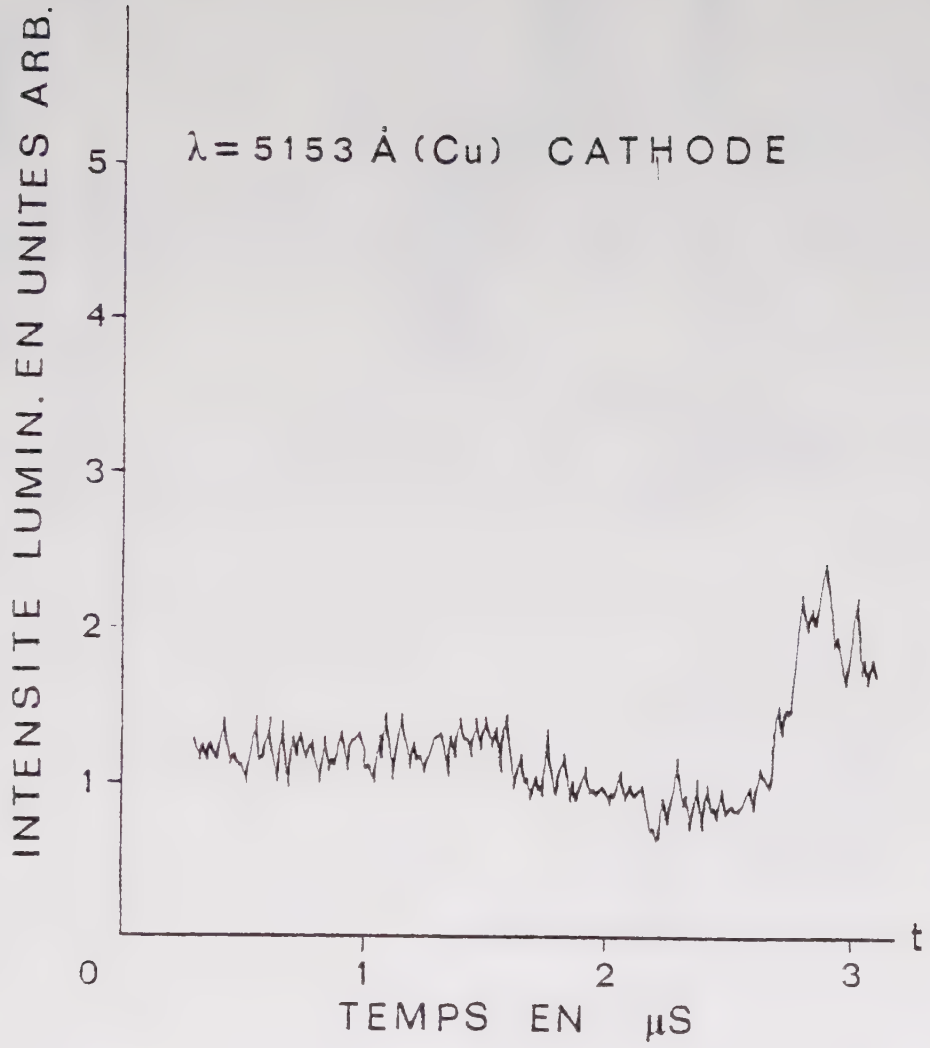


Fig. 6.22 Histogramme de la lumière émise par les atomes de cuivre (5153 Å) Endroit : région cathodique. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

où index 1 correspond à la raie 3308 Å
index 2 correspond à la raie 5153 Å

Les courbes 6.23 - 6.25 décrivent l'évolution de la température[1]. La température anodique et cathodique après l'extinction diminue de telle façon qu'elle devient égale à la température dans la colonne qui,elle ne diminue pas (avec une précision de 200 K). La température s'égalise pendant 300-400 ns au niveau de 6400 K.

6.6. Mesure du degré d'ionisation en régime stationnaire

Pour déterminer le degré d'ionisation, on utilise la même relation de Boltzmann (6.4) appliquée pour les atomes du cuivre ionisé et du cuivre neutre :

$$\frac{N^+}{N^o} = \frac{I^+}{I^o}\left(\frac{\lambda^+}{\lambda^o}\right)^3 \frac{u^+}{u^o}\cdot\frac{(gf)^o}{(gf)^+}\exp\left(\frac{E^+ - E^o}{k}\cdot\frac{1}{T}\right) \qquad (6.11)$$

où + concerne les ions Cu^+
o " les atomes neutres
N " la densité de particules
λ " la longueur d'onde
u " la fonction de répartition
gt " la force d'oscillateur
E " l'énergie du niveau de départ
I " l'intensité lumineuse
T " la température des particules

Pour diminuer l'influence de l'imprécision des mesures de la température, il faut prendre des raies de Cu^o et de Cu^+, telles que les niveaux de départ des deux raies soient le plus proche possible, $E^+ - E^o$ est alors très petit. Nous avons enregistré l'intensité lumineuse dans trois régions principales

(1) Cependant à l'amorçage de l'arc les valeurs de la température ne sont pas valides, car l'évolution est trop rapide pour que l'équilibre thermodynamique soit établi.

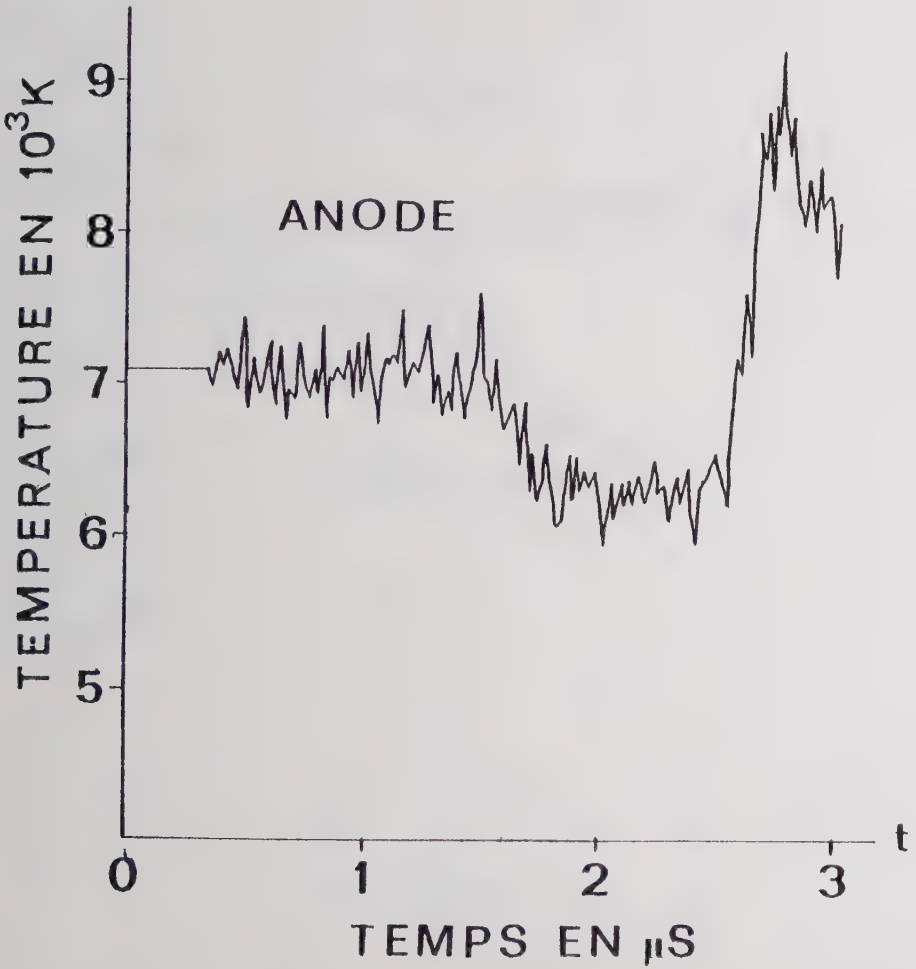


Fig. 6.23 Evolution de la température.
Endroit : région cathodique.
Référence de temps par l'extinction de l'arc.

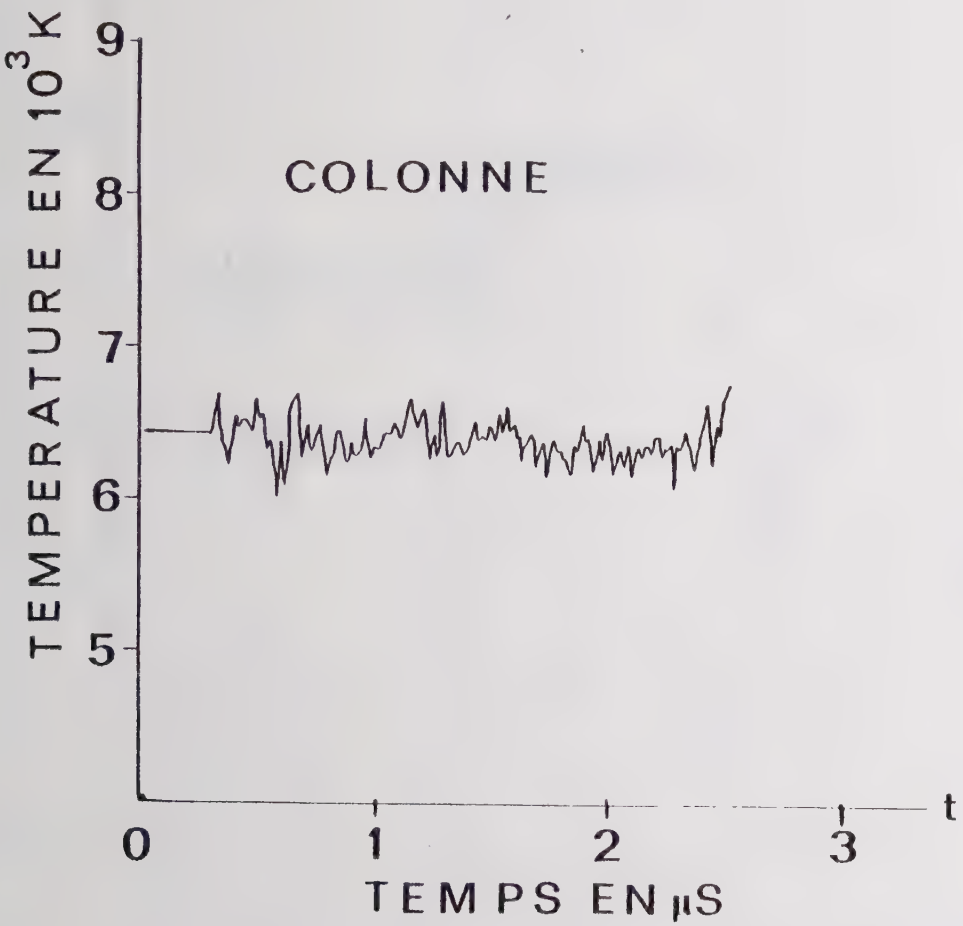


Fig. 6.24 Evolution de la température.
Endroit : colonne
Référence de temps par l'extinction.

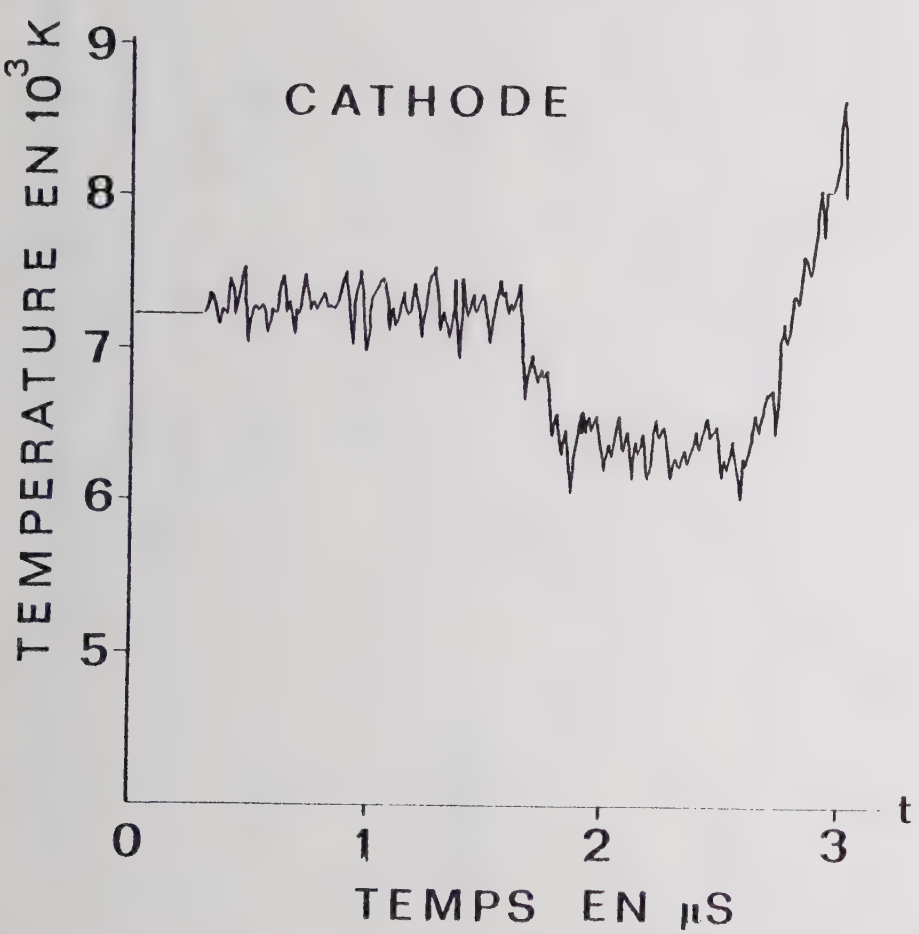


Fig. 6.25 Evolution de la température
Endroit : région cathodique
Référence de temps par
l'extinction

(anode, cathode, milieu de colonne) pour les trois raies :

Cu^+ λ = 2192 Å (22847 - 68448) cm^{-1}

Cu λ = 3308 Å (40909 - 71131) cm^{-1}

Cu λ = 3366 Å (41153 - 70860) cm^{-1}

Le tableau 6.4 donne le degré d'ionisation pour deux paires de raies

	Longueur d'onde en Å	$\beta = N^+/N^\circ$	$\alpha = \frac{N^+}{N^+ + N^\circ}$	Température en °K
ANODE	2192 (Cu^+) / 3308 (Cu)	8,4	89 %	7100
		8,2		
	2192 (Cu^+) / 3366 (Cu)	7,9		
COLONNE	2192 (Cu^+) / 3308 (Cu)	2,3	69 %	6400
		2,2		
	2192 (Cu^+) / 3366 (Cu)	2,1		
CATHODE	2192 (Cu^+) / 3308 (Cu)	10,6	91 %	7200
		10,2		
	2192 (Cu^+) / 3366 (Cu)	9,7		

Tableau 6.4

Degré d'ionisation dans le régime stationnaire de l'arc.

I = 1,65

Le milieu dans les régions proches des électrodes est plus ionisé que dans la colonne d'arc. L'équation de Saha-Eggert

$$\frac{N_e N^+}{N^\circ} = 2 \frac{u^+}{u^\circ} \cdot 4{,}8 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \qquad (6.12)$$

(E_i est l'énergie d'ionisation)
permet d'obtenir la densité des atomes et des ions de cuivre.

Les calculs simples nous donnent :

Region	$\frac{N_e N^+}{N^\circ}$
Anode	$3{,}9 \ 10^{15}$ cm^{-3}
Colonne	$0.8 \ 10^{15}$ cm^{-3}
Cathode	$4{,}8 \ 10^{15}$ cm^{-3}

$I = 1{,}65$

et la densité totale des particules de cuivre $N = N^+ + N^\circ$ à partir de ces données est la suivante :

ANODE $5{,}4.10^{14}$ cm^{-3}

COLONNE $5{,}3.10^{14}$ cm^{-3}

CATHODE $5{,}4.10^{14}$ cm^{-3}

La densité des ions positifs de Cu N^+ qui est égale à la densité électronique N_e est de

$4{,}8.10^{14}$ cm^{-3} (anode, cathode)
$2{,}6.10^{14}$ cm^{-3} (colonne)

6.7. Discussion à propos de l'équilibre thermodynamique

Nous avons énoncé deux conditions (6.7) et (6.9) pour que le plasma soit dans l'ETL. La première condition nous donne la densité électronique minimale :

$$N_{e\ min} \sim 4.10^{14}\ cm^{-3}$$

Dans la formule (6.7), on pose $E_2 = 3{,}78$ eV (premier niveau excité de l'atome de cuivre). Les densités électroniques trouvées sont proches de la valeur limite.

Si l'on utilise les données de la densité électronique et la température trouvées, la deuxième condition de l'ETL (6.8) nous donne pour la colonne :

$$\frac{T_e - T_i}{T_e} \approx 0.02 \qquad (6.13)$$

($E = 5 \cdot 10^3$ v/m , $\lambda = 10^{-7}$ m)

Dans la colonne de l'arc où le champ électrique est relativement faible, $T_i \approx T_e$. Par contre, dans les régions proches des électrodes, le champ est plus élevé et on peut atteindre une différence importante entre les températures électronique et ionique. L'évolution temporelle de la température peut être comprise dans les termes suivants : les températures de 7200 et 7100 °K trouvées dans les régions proches des électrodes sont des températures électroniques qui diffèrent sensiblement des températures ioniques dans cette région. Après l'extinction, les températures électroniques diminuent et atteignent le niveau de la température ionique qui est homogène et ne varie pas au cours du temps.

Il est remarquable que, malgré toutes les restrictions énoncées quant à l'application des différentes équations et notamment de l'équation de Saha- Eggert dans les régions proches des électrodes, on trouve des valeurs de la densité de vapeur de cuivre très homogènes dans les trois régions choisies.

6.8. Mesure du degré d'ionisation en régime dynamique

En utilisant des histogrammes de la lumière de la raie 2192 Å et de la raie 3308 Å, on peut en déduire l'évolution du degré d'ionisation après extinction.

Puisqu'on connaît l'évolution temporelle de la température, on peut calculer l'évolution de la densité de Cu neutre et de Cu ionisé, sous réserve cette fois encore que l'équilibre thermodynamique soit maintenu et que les probabilités de transition soient suffisamment fortes.

$$\frac{N^{\circ}(t)}{N^{\circ}} = \frac{I^{\circ}(t)}{I^{\circ}} \exp\left\{\frac{E^{\circ}}{k}\left(\frac{1}{T(t)} - \frac{1}{T}\right)\right\}$$

$$\frac{N^{+}(t)}{N^{+}} = \frac{I^{+}(t)}{I^{+}} \exp\left\{\frac{E^{+}}{k}\left(\frac{1}{T(t)} - \frac{1}{T}\right)\right\} \qquad (6.14)$$

Nous avons déterminé par la même méthode qu'auparavant le degré d'ionisation pendant la période stable du courant après l'extinction $\left(\frac{N^{+}}{N_e}\right)_{ext}$

	$\beta = \frac{N^{+}}{N^{\circ}}$	$\left(\frac{N^{+}}{N}\right)_{ext}$	$\alpha = \frac{N^{+}}{N^{+} - N^{\circ}}$	α_{ext}
ANODE	8	4	90 %	80 %
COLONNE	2,2	1,2	67 %	50 %
CATHODE	10,1	3	90 %	75 %

Tableau 6.5
Degré d'ionisation avant et après l'extinction de l'arc.

Le degré d'ionisation, après l'extinction et dans les trois régions, baisse à peu près de la même proportion. Il faut aussi constater que le degré d'ionisation reste assez élevé pendant la période d'extinction d'arc.

De la même façon qu'en régime stationnaire, on calcule la densité électronique après l'extinction :

$$N_e \approx 4.8.10^{14}\ cm^{-3} \qquad \text{(anode, cathode)}$$

$$N_e \approx 3.6\ 10^{14}\ cm^{-3} \qquad \text{(colonne)}$$

6.9. Discussion des résultats

Nous vérifions que la densité électronique trouvée est supérieure à la densité électronique minimale qui assure un courant d'arc de 2 A.

D'après la loi d'Ohm :

$$\sigma = \frac{j}{E} \qquad (6.15)$$

- j densité de courant
- σ conductibilité
- E champ électrique.

Après l'introduction de la mobilité électronique μ

$$j = e N_e \mu E \qquad (6.16)$$

où $\mu = \frac{e}{m\nu}$ où ν est la fréquence de collisions électroniques, l'équation (6.15) devient

$$\sigma = e N_e \frac{e}{m\nu} = \frac{N_e e^2}{m N_g \nu_-} \qquad (6.17)$$

où N est la densité de molécules d'azote

$\bar{v}_+$ est la vitesse thermique (5.10^5) m/s

q est la section efficace des collisions électron-molécules d'azote. En effet, la densité d'azote ($\sim 10^{18}$ cm^{-3}) est beaucoup plus importante que celle de toutes les autres espèces et par conséquent les collisions entre les électrons et les atomes d'azote sont les plus fréquentes.

Nous avons pris, d'après la réf. [LAB]

$$q = 2.10^{-17}\ cm^2$$

En effet, supposons que pour le courant de 2 A le diamètre de la colonne de conduction soit de 2 mm, la chute de tension dans la colonne est de l'ordre de 15 V pour une distance entre les électrodes de 2 mm.

Alors

$$\sigma \approx 130\ \Omega^{-1} m^{-1}$$

la densité électronique minimale déduite de l'équation (6.17) est

$$N_{e\,min} = \frac{m_e N q \bar{v}_+}{e^2} \approx 2.10^{13}\ cm^{-3} \qquad (6.18)$$

La densité électronique déterminée précédemment pendant le régime stationnaire qui est de $\sim 3{,}6.\ 10^{14}$ cm^{-3} dans la colonne d'arc est donc supérieure à la valeur de N_e minimale

6.10 Phénomènes précurseurs de l'extinction de l'arc électrique

Sur les histogrammes 6.25 - 26 - 27 , on remarque que, juste avant la coupure, l'intensité de la lumière (λ = 2192 Å Cu^+) augmente dans la colonne et dans la région cathodique et diminue considérablement dans la région anodique.

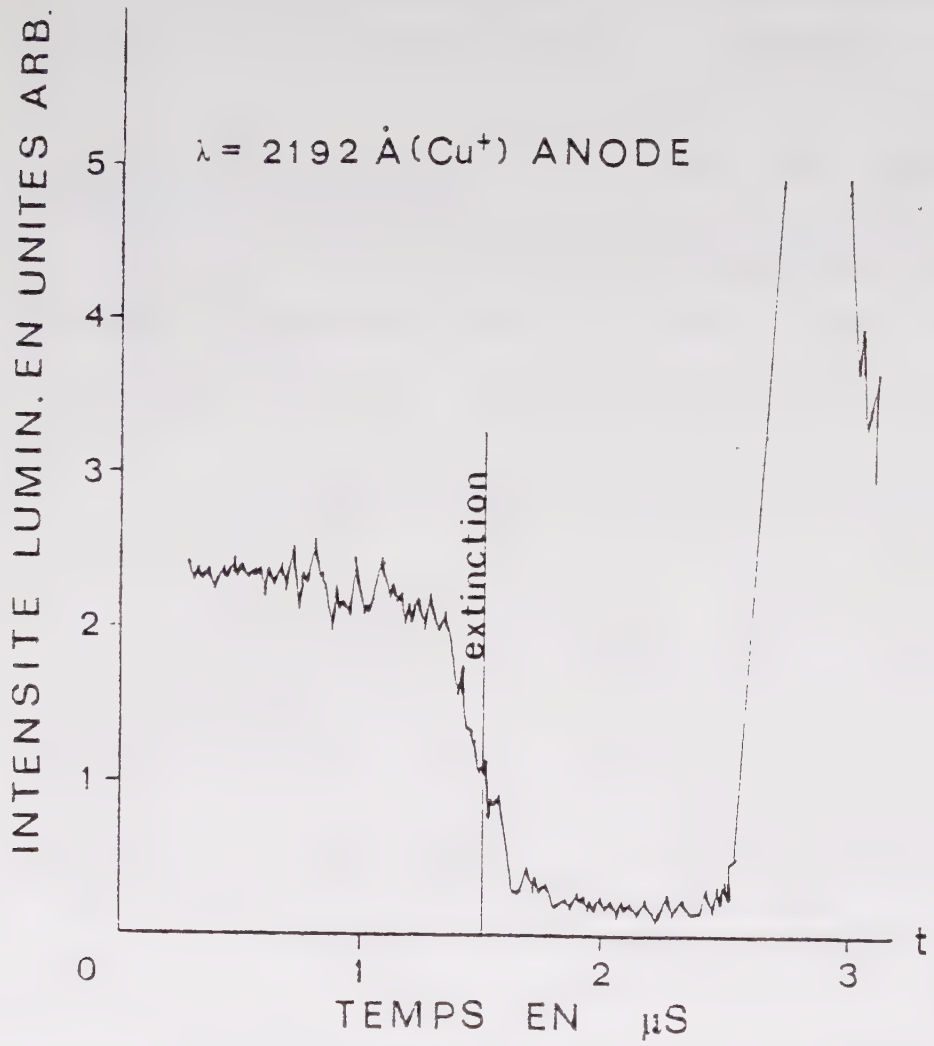


Fig. 6.26 Histogramme de la lumière émise par les ions de cuivre (2192 Å) Endroit : région anodique. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

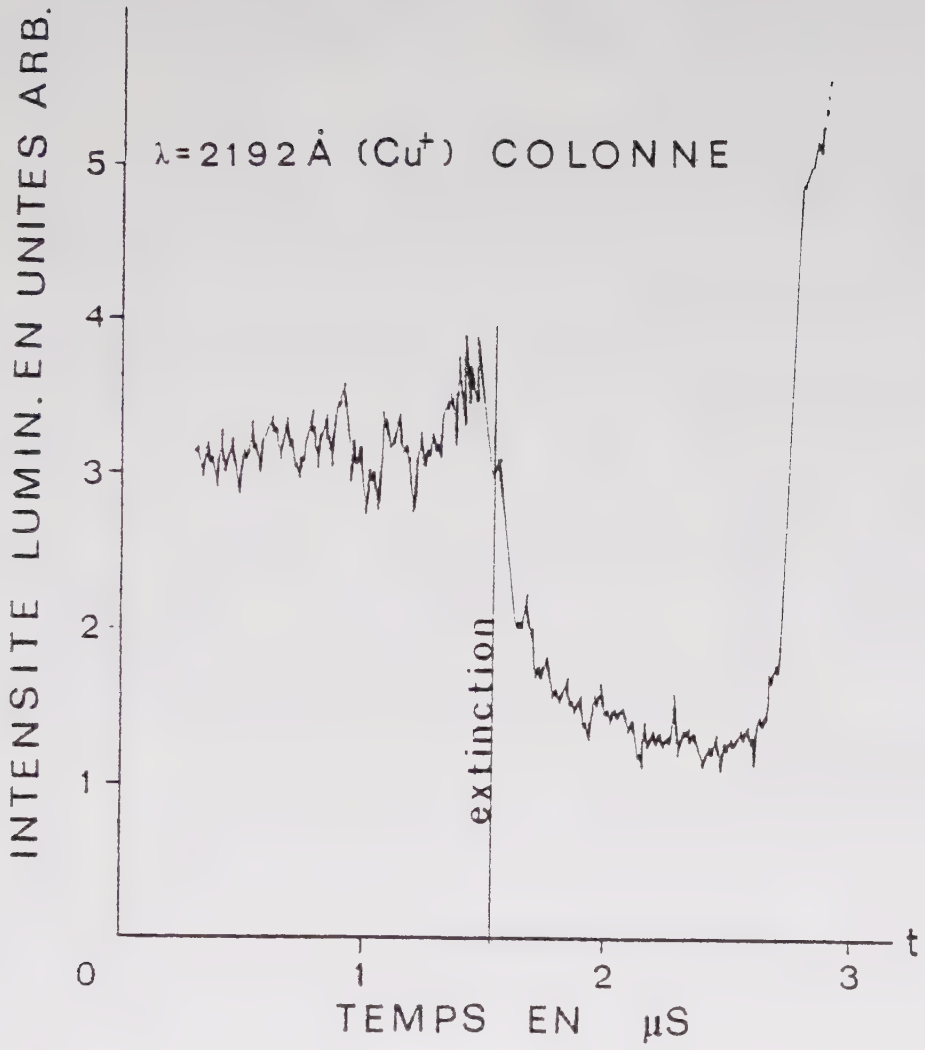


Fig. 6.27 Histogramme de la lumière émise par les ions de cuivre (2192 Å)
Endroit : colonne. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

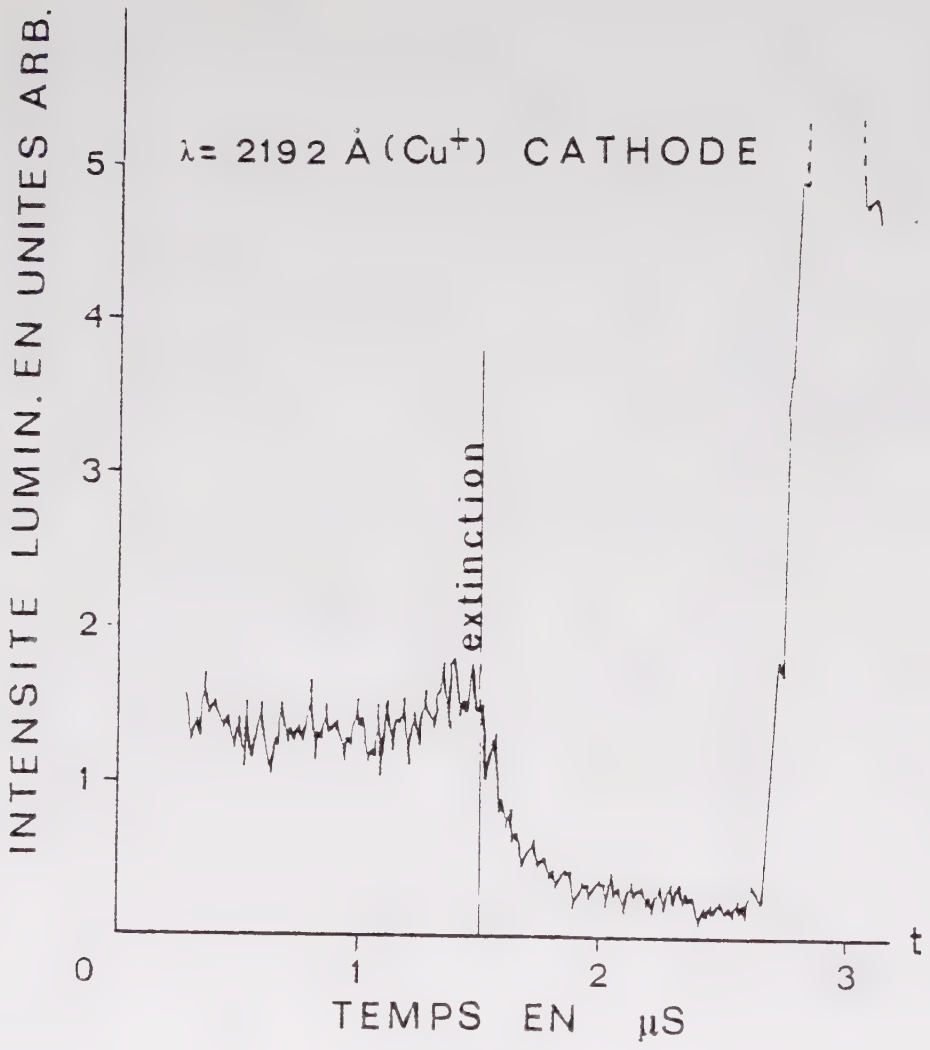


Fig. 6.28 Histogramme de la lumière émise par les ions de cuivre (2192 Å) Endroit : région cathodique. Référence de temps par l'extinction de l'arc.

Ce phénomène n'a été observé que pour cette raie. En effet, le Cu ionisé ayant un niveau d'excitation plus élevé que le cuivre neutre, est particulièrement sensible aux variations du champ électrique.

En interprétant les variations de l'intensité lumineuse par des variations du champ électrique local, le courant de l'arc restant inchangé, on constate que le champ, dans la région cathodique, augmente relativement légèrement. Dans la colonne, il augmente environ de 0,6 % et dans la région proche de l'anode, il diminue de 7 %.

D'après le modèle développé dans le chapitre 4, avant l'extinction, l'arc passe nécessairement par le régime avec un seul spot émissif. L'abaissement de l'émission électronique de la surface cathodique est accompagné par la croissance du champ près de la cathode, car le courant reste constant. En même temps, le champ dans la région anodique devient plus faible, car pour la même raison, la tension entre les électrodes reste constante. Donc, cette hypothèse permet de localiser l'origine de l'extinction d'arc à la cathode.

Une autre interprétation des variations de l'intensité lumineuse consiste à supposer, que la densité des atomes de cuivre chute à l'anode et augmente dans la colonne ainsi que dans la région cathodique. Dans ce cas, l'abaissement de la densité des ions de cuivre dans la région anodique est lié à l'appauvrissement de cette région en cuivre.

L'expérience réalisée ne nous permet pas de déterminer laquelle de ces deux hypothèses est prédominante.

CHAPITRE 7

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Nous avons obtenu, au cours des travaux sur les arcs à faible courant, des résultats dans le domaine de la physique des arcs électriques et des informations nouvelles intéressant le domaine de la spectroscopie des arcs.

7.1. Résultats acquis dans le domaine de la physique des arcs

Le dispositif expérimental mis au point au cours de ce travail nous a permis d'établir la statistique des extinctions naturelles des arcs à faible courant. Le modèle statistique du fonctionnement des sites émissifs proposé explique bien les résultats statistiques obtenus. Ce modèle permet de calculer les paramètres décrivant le comportement des sites émissifs tels que le courant moyen par site et le temps de vie moyen d'un site. En utilisant les données expérimentales obtenues dans d'autres travaux, nous avons pu montrer que le courant par site (≈ 0.35 A) est le même dans les conditions variées tandis que le temps de vie d'un site varie selon la nature des électrodes et la façon dont on alimente les sites.

La mesure du taux d'extinction a montré qu'au delà d'une limite (500 μs typiquement) après le réallumage, le processus d'extinction est aléatoire.

Le courant moyen par site étant déterminé, on peut en déduire la densité du courant cathodique, qui est un paramètre important quant au mécanisme de l'émission cathodique. Pour le courant moyen par site de 0,35 A nous avons obtenu la densité du courant cathodique de 5.10^{12} A^{-2}.

Le modèle développé dans notre travail nous a permis de déterminer la durée de vie d'un site pour différents métaux et la charge totale transférée en moyenne par un site. La charge totale transférée par site est un paramètre de l'érosion cathodique. On peut l'utiliser dans la recherche des voies de diminution de l'érosion des électrodes.

Dans l'atmosphère libre, en présence de l'oxygène, les oxydes prolongent la durée de vie des sites et augmentent l'érosion, car dans ce cas il y aurait un échauffement complémentaire par effet Joule. La méthode de mesure développée donne un critère pour le choix des contacts dans différentes atmosphères. Par ailleurs, les données sur la durée de vie des sites peuvent être utilisées pour la détermination de la teneur des gaz en oxygène.

Une conséquence de notre modèle est qu'il donne la loi d'évolution de la durée d'arc en fonction du courant en exp (I^2), différente de la règle empirique communément admise en exp (I). Cette loi permet aussi de prévoir en fonction du matériau de contact, le moment d'extinction avant le passage par zéro du courant d'un arc alimenté en courant alternatif.

L'étude des fluctuations de la tension entre les électrodes a été effectuée à l'aide d'un corrélateur. En faisant appel au modèle statistique du fonctionnement des sites émissifs, nous avons identifié les fluctuations ("le bruit d'arc") avec les extinctions et les naissances des sites individuels.

7.2. Spectroscopie des arcs

L'étude spectroscopique des arcs a révélé la présence de radicaux cyanogène (CN) dans la colonne d'arc entre électrodes métalliques dans l'air.

Ayant montré que le cyanogène est formé à partir de gaz carbonique (CO_2) de l'air, l'étude spectroscopique des bandes moléculaires du CN peut être utilisée pour mesurer la teneur en CO-CO_2 dans le milieu étudié. La teneur en (CO-CO_2)permet de porter un jugement sur la qualité des brûleurs utilisés.

L'étude du spectre de l'arc au cours du réallumage a montré que, pendant celui-ci, les raies de l'oxygène, de l'oxygène ionisé, et de l'azote apparaissent. L'énergie de dissociation de l'azote moléculaire (N_2) étant relativement élevée, il y a très peu d'azote atomique au cours de la décharge et, par conséquent, nous n'avons pas détecté la présence des raies de l'azote ionisé.

En utilisant la méthode de Boltzmann nous avons déterminé la température dans les trois régions caractéristiques de l'arc : près de l'anode, près de la cathode et dans la colonne. Grâce à la méthode mise au point, nous avons pu déterminer la température de l'arc en extinction. Après l'extinction, il y a un phénomène d'égalisation de la température dans les trois régions de l'arc. Nous avons également déterminé le degré d'ionisation des vapeurs du cuivre et leur évolution après l'extinction de l'arc.

En faisant l'étude spectroscopique de l'arc résolue dans le temps nous avons observé les phénomènes qui précèdent l'extinction de l'arc. Nous avons proposé une explication possible des phénomènes précurseurs. D'autres expériences sont nécessaires pour permettre une compréhension totale de ce phénomène.

Le système des mesures spectroscopiques développé, qui enregistre un photon par cycle, est très peu efficace. Pour accumuler un histogramme de l'intensité de lumière, il faut parfois plusieurs heures. En outre, les électrodes sont altérées au cours de l'expérience. L'utilisation d'un appareil capable d'enregistrer plusieurs photons par cycle permettrait de faire une analyse très rapide.

B I B L I O G R A P H I E

AMO AMOUROUX J.
Communication privée (1979)

BAR BARRAULT M.R., HAUG R. , MAFTOUL J.
a paraître dans J. Appl. Phys. (1981)

BER BERTHIER D.,
Rapport C.E.A. - R - 3482 (1968)

BEZ 1 BEZ W., HOCKER K., Naturforsch 9A, 64, 72 (1954)

BEZ 2 BEZ W., HOCKER K., 10A, 706, 714 (1955)

BEZ 3 BEZ W., HOCKER K., 11A, 118, 192 (1956)

BJE BEN JEMAA N.,
Thèse de 3ème cycle - Université de Rennes (1977)

BUC 1 BUCHET G., HAUG R., MAFTOUL J.
Proc. 14th Int. Conf. on Ph. in Ionised Gases, Grenoble (1979)

BUC 2 BUCHET G., HAUG R., MAFTOUL J.
Proc. 6th Int. Conf. Gas Disch. Appl., Edinbourg (1980)

BUR BURSTYN W.
Ztschr. Hochfrequenztechn., 23 , 8 (1924)

CAS CASTRO A.
Thèse de 3ème cycle, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay (1978)

CHA CHARBONNIER F.M. et all
J. Appl. Phys., 38, 627 (1967)

CHAT CHATTERTON P.A.
Proc. Phys. Soc., 88, 231 (1966)

COB COBINE J.D., GALLAGHER C.J.
Phys. Rev., 74, 1524 (1948)

COP COPELAND P.L., SPARING W.H.,
J. Appl. Phys., 17, 302, (1945)

COR 1 CORLISS C.H.
Jour. Research of NBS - A Phys. & Chemisty , Vol. 74 A, No 6 (1970)

COR 2 CORLISS C.H., BOZMAN W.R.
Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of Seventy Elements - NBS, Monograph 53 (1962)

DAA 1 DAALDER J.E.,
I.E.E.E. Trans. PAS-93, 1747 (1974)

DAA 2 DAALDER J.E.,
J. PHys. D, 9, 2379 (1976)

DAA 3 DAALDER J.E.,
PhD Thesis, Technical University of Eindhoven (1978)

DEV DE VOS J.C.
Physica 20, 669 (1954)

DIC DICKSON D.J., V. ENGEL A.
Proc. Rey. Soc. (A) 300, 316 (1967)

DJA DJAKOV B.E., HOLMES R.
Proc. IEE, 119, 773 (1972)

DOR DORESTEIN A.
Physica 9, 433 (1942)

DRA DRAWIN H.-W.
Spectroscopic Measurements of High Temperatures,
C.E.N., Fontenay-aux-Roses (1970)

DRO DROUET M.G., GRUBER J.,
I.E.E.E. Trans. P.A.S. 95, 105 (1976)

EBS EBSWORTH E.A., CONNOR J.A., TURNER J.J.
The Chemistry of Oxygen, Pergamon Press (1975)

ECK 1 ECKER G.
Ergeb. Exakt. Naturwiss., 33, 1 (1961)

ECK 2 ECKER G., MULLER K.G.,
J. Apply. Ph-s. 30 , 1466 (1959)

ECK 3 ECKER G.
Z. Naturforsch. 14, 511 (1959)

ECK 4 ECKER G.
Z. Physik 132, 248 (1952)

ECK 5 ECKER G.
Z. Physik 136, 1 (1953)

ELE ELENBAAS W.
The High Pressure Vapor Discharge, North Holland Publ. Company (1951)

ENG 1 V. ENGEL A. , STEENBECK M.
Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Tecknik ;
Vol. 1, 1932, Vol. 2, 1934
Verbag Julius Springer, Berlin

ENG 2 V. ENGEL A.
Ionised Gases, 2nd edition, Oxford (1965)

ERA Techn. Rept. ERA, Ref. G/X1 1, 164 (1958)

FIN FINKELNBURG W., MAECKER H.
Handbuch der Physik, Vol. 22
Springer Verlag, Berlin (1956)

FRO FROOME K.D.,
Proc. Phys. Soc. B, 62, 805 (1949)

GIL GILMORE , J.Q.R.S.T. , 5 , 369 (1965)

GUI 1 GUILE A.E. et al.
Proc. I.E.E., vol. 124, n° 3, 273 (1977)

GUI 2 GUILE A.E., HITCHCOCK A.M.
J. Phys. D, 8, 663 (1975)

GRA GRANOVSKIJ V.L.
Courant électrique dans les gaz, Moscou (1971)

GRAY GRAY E.W., PHARNEY J.R.
Proc. 9th Inter. Conf. Electric Cont. Phenom., Chicago (1978)

GRI 1 GRIEM H.R.
Plasma Spectroscopy, Mc Graw-Hill, N.Y. (1964)

GRI 2 GRIEM H.R.
Phys. Rev. 131, 1170 (1963)

HAN HANTZCHE E.
British Plasma Phys., 171, 65 (1977)

HUN HUNG C.S.
J. Appl. Phys. 21, 37 (1950)

HOW HOWATSON A.M.
Physics 4, p.96 (1972)

HOY HOYAUX M.F.
Arc Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.York (1968)

JON JONES K.
The Cemistry of Nitrogen, Pergamon Press (1975)

JUT JUTTNER B.
Proc. 10th Int. Conf. Electric. Cont. Phenom., Budapest (1980)

KES 1 KESAEV I.G.
Sov. Phys. - Techn. Phys., 9, N 8, 1146 (1965)

KES 2 KESAEV I.G.
Cathode Processes in the Mercury Arc,
Consultant Bureau, N.Y. (1964)

KIM KIMBLIN C.W.
J. Appl. Phys., 45, 5235 (1974)

KRI KRINBERG I.A.
Sov. Phys. - Techn. Phys., 34, 888 (1964)

LAB LABORIE P., ROCARD J.-M., REES J.A.
Sections Efficaces Electroniques. Coefficients Macroscopiques
2 - Vapeurs Métalliques et Gaz Moléculaires
Dunod (1971)

LLE LLEWELLYN-JONES F.
The Physics of Electrical Contacts, Oxford (1957)

LUF LUFCY C.W., COPELAND P.L.
J. Appl. Phys., 16, 740 (1947)

MAN MANTROV V.M.
Trudy VEI, n° 63 , Gosenergoizdat (1958)

MEG MEGGERS W.F., CORLISS C.H., SRIBNER B.F.
Tables of Spectral Lines Intensities
2nd ed. NBS (U.S.), Monog. 145 (1975)

MES MESYATS G.A. et al.
Sov. Phys. - Tech. Phys. 15, 1202 (1971)

MIE MIERDEL G.
Ztschr. Techn. Phys., 17, 452 (1936)

MIT 1 MITTERAUER J.
Proc. 11th Int. Conf. Phen. Ionis. Gases, Prague (1973)

MOO MOORE C.E.
Atomic Energy Levels
Circular of NBS 467, vol. 1 (1949), vol. 2 (1952), vol. 3 (1958)

MUM MUMMA M.J., ZIPF E.C.
J. Chem. Phys., 55, 5582 (1971)

OLI OLIPHANT M.L.
Proc. Roy. Soc. A 124, 228, London (1929)

RAK 1 RAKHOVSKII V.I.
Soc. Phys. - Tech. Phys., 10, n° 12, 1707 (1966)

RAK 2 RAKHOVSKII V.I.
I.E.E.E., PS-4, n° 2, 81 (1976)

REI REIF W. et al.
NEVAC Nr 4/5, 96, printed in Holland (1980)

ROB ROBSON A.E., V. ENGEL A.
Proc. Roy. Soc, 242, 217, London (1957)

ROS ROSEN B.
Spectroscopic Data Relative to Diatomic Molecules, Pergamon Press(1970)

SAI SAIDEL A.N., PROKOFJEW W.K., RAISKI S.M.
Spektraltabellen, VEB Verlag, Berlin (1961)

SAN SANGER C.C., SECKER P.E.
J. Phys. D, 4, 1940. (1971)

SEN SENA, L.A.
Zhurn. Tekhn. Fiz 29, 3 (1959)

SLE 1 SLEPIAN J.
Phys. Rev. 27, 249 (1926)

SLE 2 SLEPIAN J.
Phys. Rev. 27, 407 (1926)

SLI SLIVKOV I.N.
Sov. Phys. - Techn.Phys. 15, 238 (1970)

SOM SOMMERVILLE J.M. , BLEVIN W.R.
Phys. Rev., 76, 982 (1949).

STA STARK J.
Phys. Z., 5, 750 (1904)

TON TONKS L.
Physics, 6, 294 (1935)

ANNEXE 1

Durée moyenne de vie d'un arc et taux d'extinction

Exprimons d'après la formule (4.5) le taux d'extinction A(t) :

$$A(t) = \frac{\frac{dP}{dt}}{1 - \int_0^t dP(t)} \qquad (A.0)$$

Posons :

$$\frac{dP}{dt} \equiv f(t)$$

Alors :

$$f(t) = A(t) \left[1 - \int_0^t f(x)\,dx \right] \qquad (A.1)$$

Dérivons cette équation par rapport à t

$$f' = A \left[1 - \int_0^t f(x)\,dx \right] - A f \qquad (A.2)$$

la fonction f étant positive $f(t) > 0$ on peut diviser (A.2) par f :

$$\frac{f'}{f} = \frac{A'}{A} - A \qquad (A.3)$$

L'équation (A.3) peut être intégrée. On obtient la fonction $f(t)$:

$$f(t) = A(t) \exp\left(-\int_0^t A(x)\,dx\right) \qquad (A.4)$$

La durée moyenne de vie $\langle T \rangle$ s'exprime de la façon suivante :

$$\langle T \rangle = \lim_{t \to \infty} \int_0^t t\, f(t)\,dt \qquad (A.5)$$

Si le taux d'extinction est constant $A(t) = A_0$

$$f(t) = A_0 \exp(-A_0 t) \quad \text{et} \quad \langle T \rangle = \frac{1}{A_0} \qquad (A.6)$$

Supposons maintenant que le taux d'extinction est une fonction de t :

$$A(t) = \begin{cases} \text{variable} & 0 < t < \Delta t \\ A_0 & t > \Delta t \end{cases} \qquad (A.7)$$

L'intégrale (A.5) comprend deux parties :

$$\langle T \rangle = \int_0^{\Delta t} t\, f(t)\,dt + \lim_{t \to \infty} \int_{\Delta t}^{t} t\, f(t)\,dt \qquad (A.8)$$

En tenant compte de l'expression (A.4), on voit que

$$f(t) = A_1 \left[1 + O(A_1 \Delta t) \right] \quad (0 < t < \Delta t)$$

(A.9)

$$f(t) = A_0 \exp(-A_0 t) \left[1 + O(A_2 \Delta t) \right] \quad (t > \Delta t)$$

où A_1 , A_2 sont les valeurs de $A(t)$ dans l'intervalle $[0, A_{max}]$

c'est-à-dire, pour chaque terme de l'équation (A.8)

$$\int_0^{\Delta t} t f(t) = O(A_1 \Delta t) \Delta t$$

$$\lim_{t \to \infty} \int_{\Delta t}^{t} t f(t) = \frac{1}{A_0} \left[1 - O(\tilde{A} \Delta t) \right]$$

où $\tilde{A} \in (0, A_{max})$

la durée moyenne de vie est alors :

$$\langle T \rangle = \frac{1}{A_0} \cdot \left[1 + O(\tilde{A} \Delta t) \right] \qquad (A.10)$$

En supposant que

$$\langle T \rangle \simeq \frac{1}{A_0} \qquad (A.11)$$

l'erreur relative maximale est : $A_{max} \Delta t$

ANNEXE 2

Détermination de la constante de normalisation , du courant moyen par site i_o et du temps moyen de vie d'un site

Programme des calculs

```
100REM   PROGRAMME 'SITE EMISSIF"
110COM IC250],YC250]
120PRINT "COEFFICIENT DE NORMALISATION"
130INPUT P
140LET T1=.023
150LET T2=.6
160LET J1=1.41
170LET J2=2
180REM-----------------
190REM I3 COURANT MAX
200LET I3=2
210REM-------------------------------
220REM  L1 - NOMBRE D'UNITE AXE X
230LET L1=5
240REM-------------------------------
250REM  L2 - NOMBRE D'UNITE AXE Y
260LET L2=5
270LET R=T2/T1
280LET U=SQR(LN(R)/P)
290LET S=SQR(2)
300LET X=S*U
310GOSUB 940
320LET C1=S

330LET X=U
340GOSUB 940
350LET C2=S
360LET V=SQR(LN(R*C2/C1)/P)
370IF ABS((U-V)/V)<.000001THEN 410
380LET U=V
390PRINT U
400GOTO 300
410LET I0=J1/U
420PRINT TAB(20);U;I0
430LET T=T2/EXP(2*U*U*P)/C1
440PRINT TAB(10);T
450DIM YC202],IC202]
460LET K0=200
470LET Q1=0
480LET Q2=0
490FOR K=1TO K0
500LET IEK]=K*I3/K0
510LET I1=IEK]/I0
520LET I2=I1*I1
530LET X=I1
540GOSUB 940
550LET YEK]=T*EXP(P*I2)*S
```

```
560LET Y[K]=LOG(Y[K])
570NEXT K
580PRINT "AXES";
590INPUT G
600GOSUB 790
610LET K0=22
620LET Q1=-1
630LET Q2=2
640FOR K=1TO K0
650READ Y[K]
660LET Y[K]=LOG(Y[K])
670NEXT K
680FOR K=1TO K0
690READ I[K]
700NEXT K
710LET G=0
720GOSUB 790
730CALLSYMB(4,6,.15,"T0=",0,1)
740CALLNUMB(9999,9999,.15,T,0,6)
750CALLSYMB(4,7,.15,"I0=",0,1)
760CALLNUMB(9999,9999,.15,I0,0,3)
770CALLWRITE
780STOP

790CALLFLTLU(12)
800CALL3FACT(L1+1,L2+1)
810CALLLLEFT
820CALLFLOT(.5,.5,-3)
830LET Y[K0+1]=-5
840LET Y[K0+2]=1
850LET I[K0+1]=0
860LET I[K0+2]=I3/L1
870IF G=0THEN 900
880CALLAXIS(0,0,"COURANT EN A",-5,0,I[K0+1],I[K0+2])
890CALLAXIS(0,0,"LOG(TEMPS EN S)",6,90,Y[K0+1],Y[K0+2])
900CALLLINES(I[1],Y[1],K0,1,Q1,Q2)
910RETURN
920REM ----------------------
930REM SUBROUTINE
940LET S=0
950FOR N=1TO 12
960LET N1=N-X
970LET S=S+1/N*EXP(-P*N1*N1)
980NEXT N
990RETURN
1000REM ----------------------
1010DATA .00075,.00217,.00306,.00432,.00645,.01087,.0146,.0168

1020DATA .0251,.0356,.0429,.0491,.0662,.0893,.0985,.1413,.154
1030DATA 1.52,3.14,7.31
1040REM ----------
1050REM DATA COURANT
1060DATA .9,1.01,1.09,1.12,1.19,1.28,1.32,1.37,1.42,1.5,1.55,1.
1070DATA 1.67,1.69,1.74,1.78,1.88,1.95,2,2.11,2.2,2.3
1080REM ------------------------------------------------
1090END
EOF
```

ANNEXE 3

Calcul de la probabilité de coupure du courant d'arc avant le passage par zéro

A partir de notre modèle, nous pouvons exprimer la probabilité de vie de l'arc (probabilité d'avoir au moins un site émissif) en utilisant l'équation 4.16 qui donne la durée moyenne d'un arc en fonction du courant

$$\langle \tau \rangle = \tau_0 \exp\left\{ \frac{\left(\frac{I}{i_0}\right)^2}{2\sigma^2} \right\} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\exp\left\{ - \frac{\left(k - \frac{I}{i_0}\right)^2}{2\sigma^2} \right\}}{k}$$

et de l'équation 4.7 qui permet d'en déduire le taux d'extinction A.

$$\langle \tau \rangle \approx \frac{1}{A}$$

Dans l'annexe 1, nous exprimons la densité de probabilité d'extinction $\frac{dP}{dt}$ (équation A.4) qui, après intégration donne la probabilité d'extinction P :

$$P(t) = \int_0^t A(x) \exp\left[- \int_0^x A(y)\, dy \right] dx \qquad (A.12)$$

Nous simulons un courant d'arc sinusoïdal à 50 Hz avec un courant crête I_{max} :

$$I = I_{max} \cos(\omega t)$$

En utilisant les valeurs de temps de vie et de courant par site déterminées au paragraphe 5.3 pour l'argent, nous calculons le taux d'extinction A(t), la densité de probabilité d'extinction $\frac{dP}{dt}$ (t) et la probabilité d'extinction P(t) (fig. A.1) pour I_{max} = 3 A.

(*) Nous avons utilisé, pour l'entropie, les données calculées dans [DAA 2].

Nous constatons que le maximum de $\frac{dP}{dt}$ se produit ≈ 1 ms avant le passage du courant par zéro. La probabilité d'extinction atteint la valeur 99 % $\approx 0,5$ ms avant le passage par zéro.

En faisant varier le courant I_{max}, nous traçons la probabilité d'extinction P en fonction du courant I (fig. A.2).

Nous constatons que la probabilité d'extinction se déplace vers les courants faibles quand I_{max} augmente.

Remarquons que la courbe A(t) (fig. A.1) présente un maximum fini qui est une conséquence du modèle, alors qu'en réalité, il devrait augmenter sans limite quand I tend vers zéro. Il faut donc prendre avec réserve la partie des courbes correspondant à l'intervalle où A est supérieur à 10000 et où le nombre de sites est trop faible. Une simulation complète du comportement des sites incluant la décroissance du temps de vie d'un site quand le courant diminue permettrait de calculer des valeurs correctes de P.

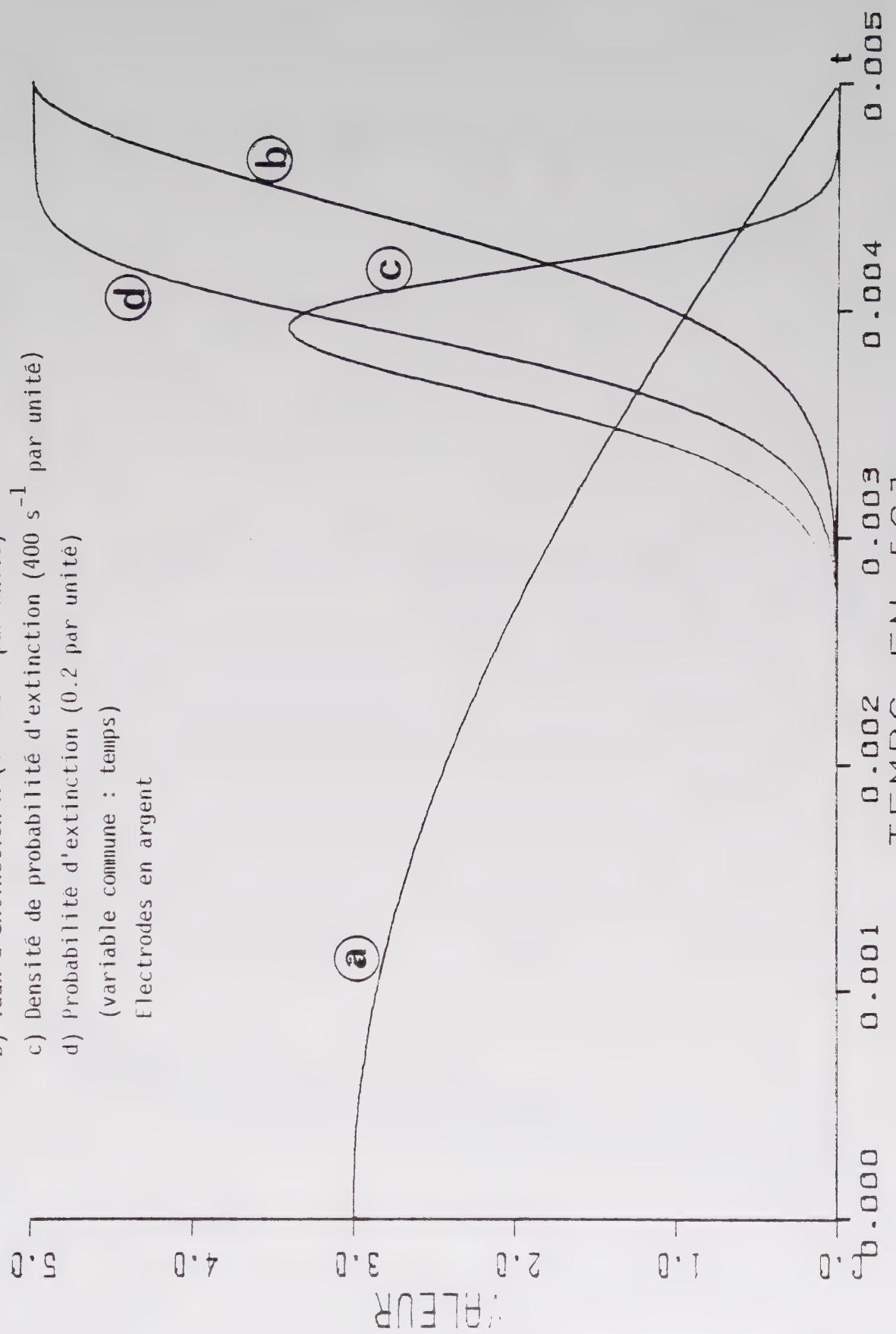


Fig. . a) Courant d'arc I (1 A par unité)
b) Taux d'extinction A (4000 s^{-1} par unité)
c) Densité de probabilité d'extinction (400 s^{-1} par unité)
d) Probabilité d'extinction (0.2 par unité)
(variable commune : temps)
Electrodes en argent

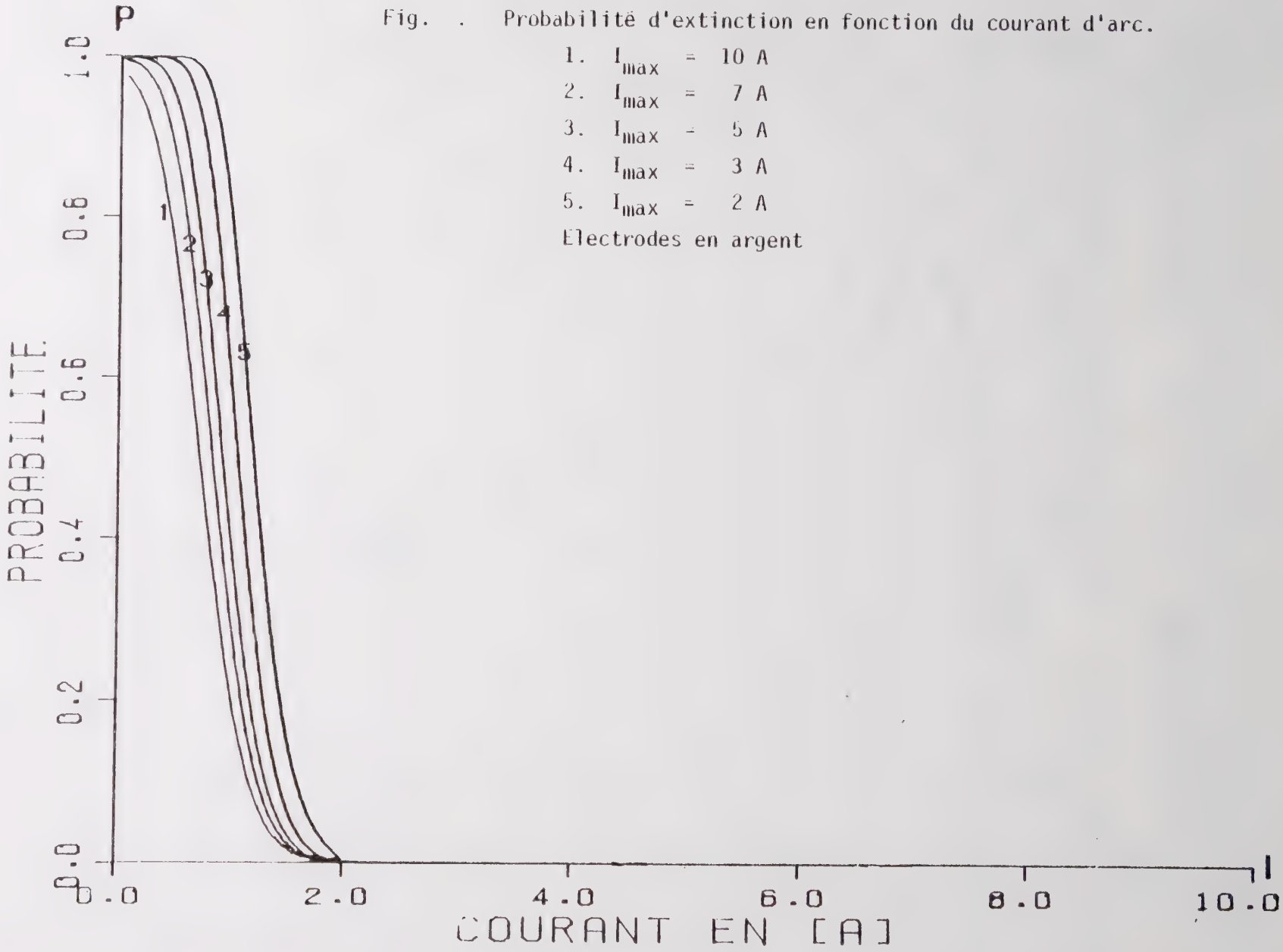


Fig. . Probabilité d'extinction en fonction du courant d'arc.

1. I_{max} = 10 A
2. I_{max} = 7 A
3. I_{max} = 5 A
4. I_{max} = 3 A
5. I_{max} = 2 A

Electrodes en argent

ANNEXE 4

Correction des données de spectroscopie résolue dans le temps

Le système de mésures enregistre au maximum 1 photon par cycle, et les photons qui arrivent au bout du cycle sont défavorisés par rapport aux photons au debut du cycle. La probabilité d'être enregistré dans le canal i décroit quand i augmente:

$$P_i = 1 - \frac{\sum_{j=1}^{i-1} N_j}{N} \qquad (A.13)$$

où N_j est le nombre d'événements enregistré dans le canal j

N est le nombre total des cycles de mésures (nombre total des "STARTS")

Le nombre d'événements N_i effectivement enregistré dans le canal i sera:

$$N_i = N_i^{cor} \cdot P_i \qquad (A.14)$$

d'où pour le nombre d'événements corrigé on trouve:

$$N_i^{cor} = \frac{N_i}{1 - \frac{\sum_{j=1}^{i-1} N_j}{N}} \qquad (A.15)$$